<36634212170016

<36634212170016

Bayer. Staatsbibliothek

<36634212170016

<36634212170016

Bayer. Staatsbibliothek

<36634212170016

<36634212170016

Bayer. Staatsbibliothek

Phys. sp. 740 i + 2

Holzstiche
aus dem xylographischen Atelier
von Friedrich Vieweg und Sohn
in Braunschweig.

Papier
aus der mechanischen Papier-Fabrik
der Gebrüder Vieweg zu Wendhausen
bei Braunschweig.

DIE LEHRE

VOM

GALVANISMUS

UND

ELEKTROMAGNETISMUS.

VON

GUSTAV WIEDEMANN,
Professor der Physik an der Universität zu Basel.

ZWEITER BAND.

ELEKTRODYNAMIK, ELEKTROMAGNETISMUS, DIAMAGNETISMUS, INDUCTION UND SCHLUSSKAPITEL.

MIT ZAHLREICHEN HOLZSTICHEN.

BRAUNSCHWEIG,
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.
1 8 6 1.

96a - D.

DIE LEHRE

VON DEN

WIRKUNGEN

DES

GALVANISCHEN STROMES

IN

DIE FERNE.

VON

GUSTAV WIEDEMANN,
Professor der Physik an der Universität zu Basel.

MIT ZAHLREICHEN IN DEN TEXT EINGEDRUCKTEN HOLZSTICHEN.

BRAUNSCHWEIG,
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.
1861.

BIBLIOTHECA
REGIA
MONACENSIS.

Die Herausgabe einer Uebersetzung in englischer, französischer und anderen modernen Sprachen wird vorbehalten.

Holzstiche
aus dem xylographischen Atelier
von Friedrich Vieweg und Sohn
in Braunschweig.

Papier
aus der Papier-Fabrik
der Gebrüder Vieweg zu Wendhausen
bei Braunschweig.

DIE LEHRE

VOM

GALVANISMUS

UND

ELEKTROMAGNETISMUS.

VON

GUSTAV WIEDEMANN,
Professor der Physik am Polytechnicum zu Braunschweig.

ZWEITER BAND.

ERSTE ABTHEILUNG:

ELEKTRODYNAMIK, ELEKTROMAGNETISMUS, MAGNETISMUS ALLER KÖRPER.

MIT 395 HOLZSTICHEN UND EINER FARBIGEN STAHLSTICHTAFEL.

BRAUNSCHWEIG,
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.
1863.

DIE LEHRE

VON DEN

WIRKUNGEN

DES

GALVANISCHEN STROMES

IN

DIE FERNE.

VON

GUSTAV WIEDEMANN,
Professor der Physik am Polytechnicum zu Braunschweig.

MIT 395 HOLZSTICHEN UND EINER FARBIGEN STAHLSTICHTAFEL.

ERSTE ABTHEILUNG.

BRAUNSCHWEIG,
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.
1863.

Die Herausgabe einer Uebersetzung in englischer und französischer Sprache, sowie in anderen modernen Sprachen wird vorbehalten.

Vorwort.

Der vorliegende zweite Band meines Werkes ist ganz nach dem Plane bearbeitet, welchen ich in der Vorrede zum ersten Bande angedeutet hatte. Durch die demselben angehängten Nachträge habe ich einige Lücken auszufüllen gesucht und die Literatur bis zum Ende des Jahres 1862 fortgeführt.

Die vielen einzelnen Thatsachen liessen sich nicht gut in gesonderte, durch ganz bezeichnende Namen charakterisirte Rubriken zusammenfassen, unter denen sie in einem alphabetischen Sachregister schnell und sicher aufzufinden wären. Ich habe es deshalb vorgezogen, neben einem möglichst vollständigen Namenregister eine gedrängte Uebersicht des Inhaltes des Werkes unter steter Verweisung auf die Parallelstellen zu geben. Mit Hülfe derselben dürfte das Auffinden der einzelnen Gegenstände keine Schwierigkeit haben, und zugleich die Anordnung des Stoffes besser zu erkennen sein, die bei der grossen Fülle der Thatsachen in dem Werke selbst etwas zurücktritt.

Der in der Vorrede zum ersten Bande angekündigte dritte, technische Theil bleibt einer späteren, von den beiden ersten theoretischen Theilen unabhängigen Bearbeitung vorbehalten.

Schliesslich sage ich meinen wissenschaftlichen Freunden, welche mich durch gütige Mittheilungen bei der Abfassung des Werkes unterstützten, meinen verbindlichsten Dank.

Braunschweig, den 27. Juli 1863.

G. Wiedemann.

Inhalt.

I. Elektrodynamik.

Seite

Erstes Capitel. Anziehung und Abstossung galvanischer Ströme.

I. Allgemeine experimentelle Resultate 1
II. Grundgesetze der Elektrodynamik 16
III. Bestätigung der Grundgesetze mittelst des Elektrodynamometers 42
IV. Weber's Theorie der elektrodynamischen Erscheinungen 49

Zweites Capitel. Verhalten der galvanischen Ströme gegen die Erde . 56

II. Elektromagnetismus.

Erstes Capitel. Allgemeine Theorie des Magnetismus. Verhalten der Magnete gegen galvanische Ströme.

I. Theorie der Magnetisirung durch galvanische Ströme 65
II. Magnetisirungsmethoden . 74
III. Verhalten zweier Magnete gegeneinander 84
IV. Wechselwirkung zwischen Strömen und Magneten. Grundgesetze. 90
V. Vergleichung des Verhaltens der Magnete und Solenoide . . . 106
VI. Rotationen bei der Wechselwirkung von Strömen und Magneten.
A. Allgemeine Theorie der Rotationen 116
B. Rotation eines Stromesleiters um einen Magnet 121
C. Rotation eines Stromesleiters durch den Erdmagnetismus 133
D. Rotation eines Magnetes um einen Stromesleiter . . . 137
E. Elektromagnetisches Verhalten des galvanischen Lichtbogens . 148
VII. Berechnung der Wirkung geschlossener Ströme auf einen Magnetpol . 151

Zweites Capitel. Magnetische und elektromagnetische Messmethoden.

I. Absolutes Maass des Magnetismus 169
II. Elektromagnetische und elektrodynamische Messapparate . . . 176
III. Zurückführung der Messungen der Stromintensität auf absolutes Maass . 244

Seite

Drittes Capitel. Gesetze der Magnete und Elektromagnete.

I. Mathematische Berechnung der Vertheilung des Magnetismus . 249
II. Verschiedene Formen der Magnete und Elektromagnete 265
III. Verhalten von Magneten und Elektromagneten, deren Axe keine in sich geschlossene Curve bildet.
1. Experimentelle Bestimmungsmethoden 272
2. Abhängigkeit der Magnetisirung von der magnetisirenden Kraft und dem Stoff der Magnete 284
3. Einfluss der Gestalt auf das temporäre magnetische Moment von Eisen- und Stahlstäben 323
4. Einfluss der Gestalt auf das permanente Moment von Stahlstäben . 349
5. Anziehung von Eisenstäben durch die Magnetisirungsspiralen . 363
6. Anziehung und Tragkraft der nicht in sich geschlossenen Elektromagnete . 371
IV. Verhalten der Magnete, deren Axe eine in sich geschlossene Curve bildet . 395
V. Magnetische Reibung . 419
VI. Magnetische Figuren . 422

Viertes Capitel. Wechselbeziehungen zwischen dem Magnetismus und den mechanischen Veränderungen der Körper.

I. Einfluss der Erschütterungen auf den Magnetismus 428
II. Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus 430
III. Beziehungen zwischen dem magnetischen Moment und den mechanischen Veränderungen der Länge der Eisenstäbe 453
IV. Beziehungen der Magnetisirung zur Biegung 458
V. Einfluss der Magnetisirung auf das Volumen und die Elasticität der Eisenstäbe . 460
VI. Einfluss auf die thermische und elektrische Leitungsfähigkeit und das thermoelektrische Verhalten des Eisens 461
VII. Erzeugung von Tönen bei der Magnetisirung 469

Fünftes Capitel. Beziehungen des Magnetismus zur Wärme.

I. Einfluss der Temperaturänderungen auf den Magnetismus . . . 475
II. Erzeugung von Wärme beim Magnetisiren 491

III. Magnetisches Verhalten aller Körper.

Erstes Capitel. Diamagnetismus.

I. Allgemeine Gesetze . 497
II. Quantitative Bestimmungen des Magnetismus und Diamagnetismus 549
III. Magnetisches Verhalten der Krystalle 559
IV. Einfluss der Wärme . 585

Zweites Capitel. Beziehungen des galvanischen Stromes und Magnetismus zum Licht und zur strahlenden Wärme.

I. Drehung der Polarisationsebene des Lichtes und der Wärme durch den galvanischen Strom 591
II. Vermeintliche Erregung von Magnetismus durch Licht 614

Seite

Drittes Capitel. Beziehungen des Magnetismus zur chemischen Verwandtschaftskraft, zur Krystallisation und Gravitation 616

IV. Induction.

Erstes Capitel. Erscheinungen der Induction in linearen Leitern.

I. Grunderscheinungen der Induction 621
II. Experimentelle Bestimmung der quantitativen Gesetze 634
III. Induction bei Umkehrung der elektrodynamischen und elektromagnetischen Rotationen. Unipolare Induction 644
IV. Induction durch die Erde 657
V. Extraströme . 661
VI. Inducirte Ströme höherer Ordnung 671
VII. Mathematische Theorie . 675
VIII. Bestimmung der Inductionsconstante 704

Zweites Capitel. Induction in körperlichen Leitern. Rotationsmagnetismus . 709

Drittes Capitel. Einfluss der inducirten Ströme auf den zeitlichen Verlauf der galvanischen Ströme und der Magnetisirung.

I. Einfluss der inducirten Ströme auf die Zeitdauer des Entstehens und Verschwindens der Ströme 740
II. Zeit zum Entstehen und Verschwinden des Magnetismus . . . 776

Viertes Capitel. Magnetoelektrische und elektromagnetische Inductionsapparate.

I. Magnetoelektrische Inductionsapparate 804
II. Elektromagnetische Inductionsapparate 827

Fünftes Capitel. Spannungserscheinungen und Funkenentladung der Inductionsströme.

I. Spannungserscheinungen in geöffneten Inductionsspiralen . . . 841
II. Inductionsfunken . 845
III. Abwechselnd gerichtete Ströme in Inductionskreisen 895

V. Schlussbetrachtungen.

Erstes Capitel. Zurückführung der Constanten des Stromes auf absolutes Maass . 907

Zweites Capitel. Arbeitsleistungen des Stromes 931

Drittes Capitel. Theorie der Elektricitätserregung beim Contact heterogener Körper . 973

Viertes Capitel. Elektrische Vorgänge bei der Bildung des galvanischen Stromes . 994

Nachträge . 1032

Drittes Capitel. Beziehungen des Magnetismus zur chemischen Verwandtschaft, zur Krystallisation und Gravitation

IV. Induction.

Erstes Capitel. Erscheinungen der Induction in linearen Leitern.
I. Grunderscheinungen der Induction
II. Experimentelle Bestimmung der quantitativen Gesetze
III. Induction bei Drehung der elektrodynamischen und elektromagnetischen Rotationen. Unipolare Induction
IV. Induction durch die Erde
V. Extraströme
VI. Inducirte Ströme höherer Ordnung
VII. Mathematische Theorie
VIII. Bestimmung der Inductionsconstante

Zweites Capitel. Induction in körperlichen Leitern. Rotationsmagnetismus

Drittes Capitel. Einfluss der inducirten Ströme auf den zeitlichen Verlauf der galvanischen Ströme und der Magnetisirung.
I. Einfluss der inducirten Ströme auf die Zeitdauer des Entstehens und Verschwindens der Ströme
II. Zeit zum Entstehen und Verschwinden des Magnetismus

Viertes Capitel. Magnetelektrische und elektromagnetische Inductionsapparate.
I. Magnetelektrische Inductionsapparate
II. Elektromagnetische Inductionsapparate

Fünftes Capitel. Spannungserscheinungen und Funkenentladung der Inductionsströme.
I. Spannungserscheinungen an geöffneten Inductionsapparaten
II. Inductionsfunken
III. Abweichung geschlossener Ströme in Inductionsspiralen

V. Schlussbetrachtungen.

Erstes Capitel. Zurückführung der Constanten des Stromes auf absolutes Maass

Zweites Capitel. Arbeitsleistungen des Stromes

Drittes Capitel. Theorie der Elektricitätserregung beim Contact heterogener Körper

Viertes Capitel. Elektrische Vorgänge bei der Bildung des galvanischen Stromes

Nachträge

I.

ELEKTRODYNAMIK.

Erstes Capitel.

Anziehung und Abstossung galvanischer Ströme.

I. Allgemeine experimentelle Resultate.

Ausser den Wirkungen, welche der galvanische Strom unmittelbar 1
in den von ihm durchflossenen Leitern ausübt, äussert derselbe auch noch besondere Wirkungen in die Ferne hin. Unter denselben tritt zunächst eine Anziehung und Abstossung der vom Strom durchflossenen Leiter hervor. — Die Darstellung dieser Erscheinungen in all ihren Beziehungen umfasst das mit dem Namen der **Elektrodynamik** belegte Gebiet der galvanischen Elektricitätslehre.

Um die Anziehung und Abstossung der Stromleiter zu zeigen, bedient man sich folgendes, in seinen Hauptttheilen zuerst von **Ampère** angegebenen Apparates [1]).

Auf einem Brett (Fig. 1 a. f. S.) sind dicht neben einander zwei Ständer v und t von Messing aufgestellt, welche unten Klemmschrauben zur Befestigung der Leitungsdräthe tragen. Am Ende der horizontalen Arme der Ständer sind kleine Näpfchen x und y von Stahl eingesetzt, welche mit Quecksilber gefüllt werden. In diese werden die in Stahlspitzen endi-

[1]) **Ampère**, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 59 u. 170. 1820;* T. XVIII, p. 88 u. 313. 1821;* T. XXVI, p. 390. 1824;* Recueil d'observations électrodynamiques. — Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 113, 127.* Mémoire sur la théorie mathématique des phénomènes électrodynamiques. Mémoires de l'académie de Paris T. VI, 1823.* — Vgl. auch **Démonferrand**, Handbuch der dynamischen Elektricität, deutsch von **Fechner**, Leipzig 1824.*

genden Endpunkte verschiedenartig gebogener Kupfer- oder Messingdräthe u. s. f. eingesetzt.

Man leitet den Strom der Säule erst durch einen Gyrotropen, dann durch die beiden Ständer *v* und *t* zu den eingehängten Dräthen.

Hängt man zuerst einen Drath *h*, wie Fig. 2, in die Näpfe *x* und *y* ein, welcher so gebogen ist, dass der Strom denselben in der Richtung der

Fig. 1.

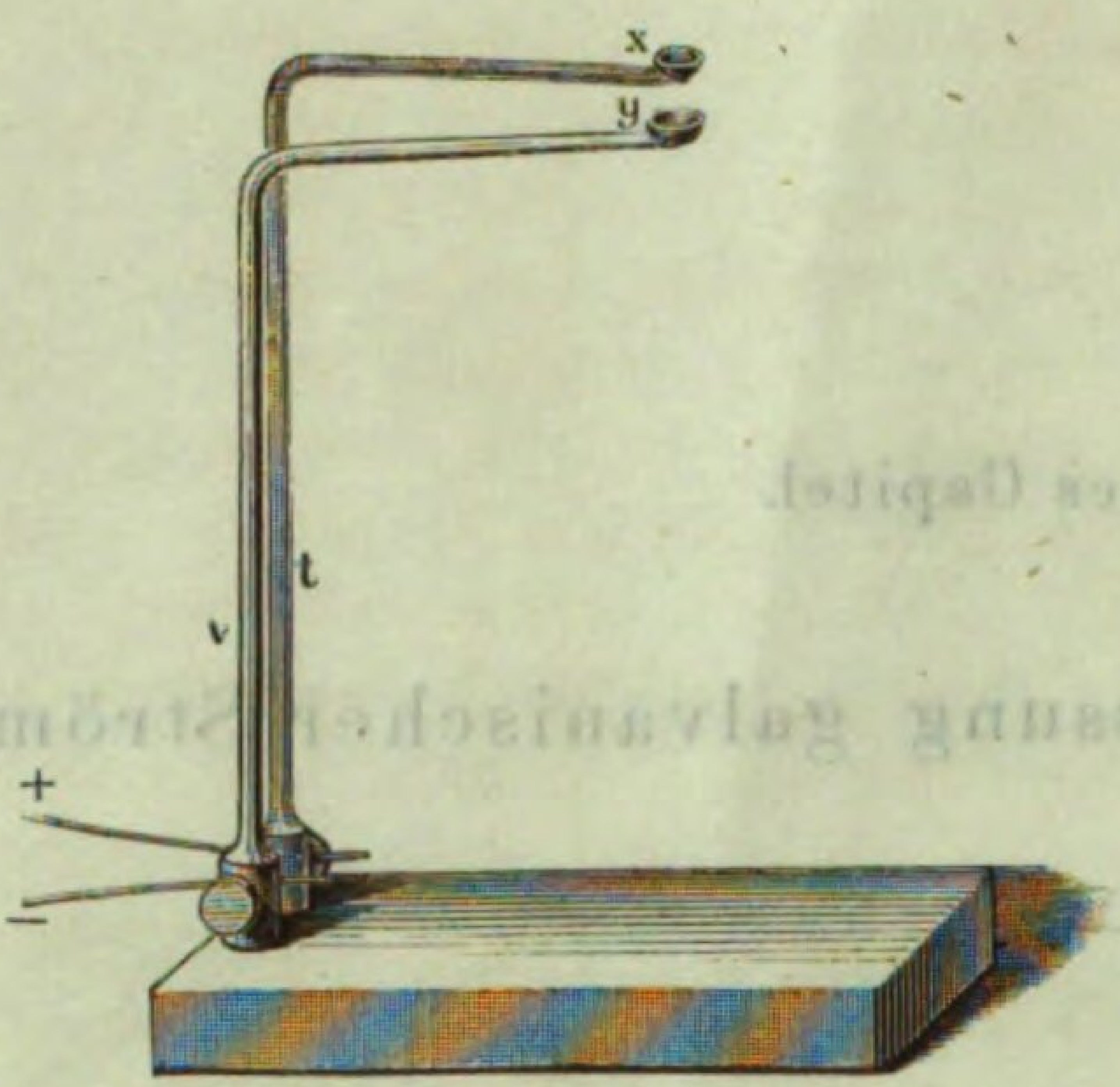
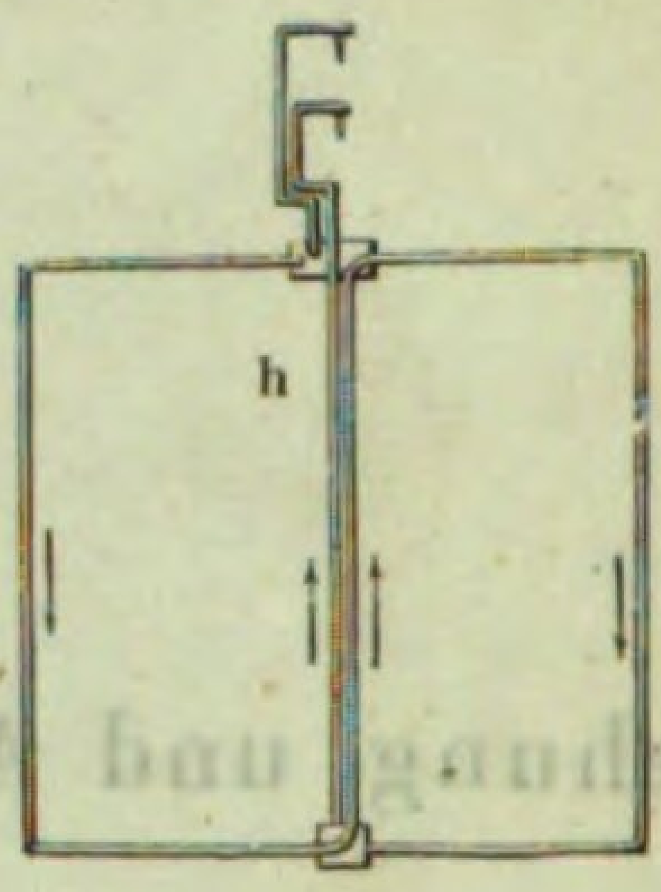


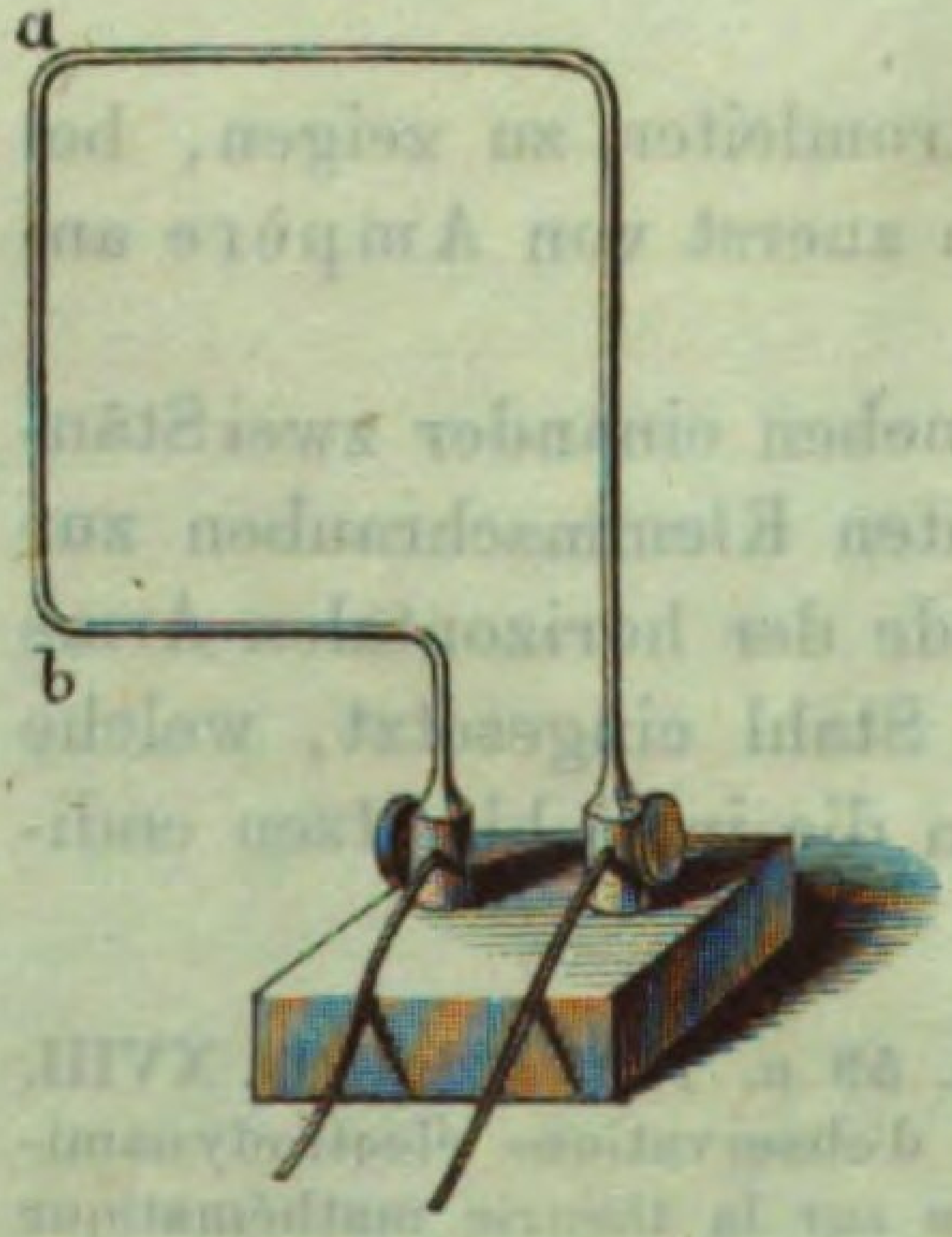
Fig. 2.



Pfeile durchfliesst, wenn der obere Napf *x* durch den Ständer *t* mit dem positiven, Napf *y* durch Ständer *v* mit dem negativen Pol der Säule verbunden ist, so richtet sich derselbe durch äussere Einflüsse in keiner Weise. Er ist astatisch.

Nähert man nun der einen oder anderen senkrechten Seite des Leiters einen verticalen auf einem Brett befestigten Drath *ab*, Fig. 3, durch den vermittelst Klemmschrauben ein Strom z. B. von oben nach unten von *a* nach *b* geleitet wird, so bewegt sich der Leiter *h* zu diesem Drathe hin. Durchfliesst der Strom den Drath *ab* in entgegengesetzter Richtung, so dass er ihn von unten nach oben durchströmt, also in seiner Richtung den in den Seiten des Leiters *h* fliessenden Strömen entgegengesetzt gerichtet ist, so entfernt sich der Leiter *h* von dem Drathe *ab*. — Kehrt man die Richtung des Stromes im Drathe *h* um, so tritt gerade das entgegengesetzte Verhalten ein. Sind demnach in zwei Leitern zwei gleich gerichtete Ströme vorhanden, so ziehen sich dieselben an; sind die Ströme entgegengesetzt gerichtet, so stossen sie einander ab.

Fig. 3.



Es ist bei diesen Versuchen wesentlich, dass die Ständer, durch welche die Ströme zu den frei aufgehängten Dräthen geführt werden, möglichst nahe bei einander stehen, damit die elektrodynamischen Wirkungen der auf- und absteigenden Ströme in ihnen sich möglichst aufheben. — Bei dem beschriebenen Statif kann man die aufgehängten Leiter nicht ganz im Kreise herumführen. Dies ist indess bei einem recht zweckmässigen von Sturgeon[1]) angegebenen Statif der Fall. Dasselbe besteht im Wesentlichen aus einem auf einem Brett befestigten verticalen Metallstabe *ab* (Fig. 4), der oben ein Quecksilbernäpfchen *a* trägt, unten mit der Klemmschraube *c* verbunden ist. Concentrisch zu dem Stabe, aber isolirt von demselben ist ein Metallrohr *ef* auf dem Statif befestigt, welches unten mit der Klemmschraube *g* verbunden ist. An demselben verschiebt sich eine kreisförmige Rinne *r* von Metall, die mit Quecksilber gefüllt wird. Die Leiter werden mit ihrem einen Ende in das Näpfchen *a* eingehängt. Ihr anderes Ende taucht in die Rinne *r*. Unten sind sie so ausgebogen, dass sie das Rohr *ef* nicht berühren. Da bei diesem Apparat die in die Rinne *r* tauchende Spitze der Leiter excentrisch im Quecksilber läuft, erleidet sie eine grössere Reibung als bei dem zuerst beschriebenen Apparate, der deshalb in den meisten Fällen vorzuziehen ist. 2

Fig. 4.



Die Anziehungs- und Abstossungserscheinungen der Leiter lassen sich nach Buff auf eine andere Weise sehr gut darlegen.

Man hängt zwei spiralförmig aufgewundene Streifen von Kupferblech (Fig. 5 a. f. S.), deren Windungen durch ein zwischengelegtes Seidenband von einander isolirt sind, an ihren freigelassenen, etwa 1 Meter langen Enden parallel neben einander auf. Leitet man durch beide Spiralen Ströme in gleicher Richtung, so zieht jede Windung der ersten jede Windung der zweiten an, und die Spiralen nähern sich einander. Sind die Ströme entgegengesetzt gerichtet, so stossen die Spiralen einander ab.

Mit wachsender Intensität des Stromes in dem einen oder anderen oder beiden Leitern nehmen die Anziehungs- und Abstossungserscheinungen an Energie zu. Entfernt man die Leiter weiter von einander, so vermindert sich die wechselseitige Einwirkung derselben.

Leitet man durch die einander genäherten Leiter, statt zweier verschiedener von einander getrennter Ströme, denselben Strom nach einan- 3

[1]) Sturgeon, Ann. of El. T. VIII, p. 337. Mai 1842.

der in gleicher oder entgegengesetzter Richtung, so zeigen sich dieselben Erscheinungen. Es folgt daraus, dass auch zwei Theile desselben Stromkreises, in denen der Strom gleich gerichtet ist, einander anziehen, und zwei Theile, in denen er entgegengesetzt gerichtet ist, einander abstossen.

Fig. 5.

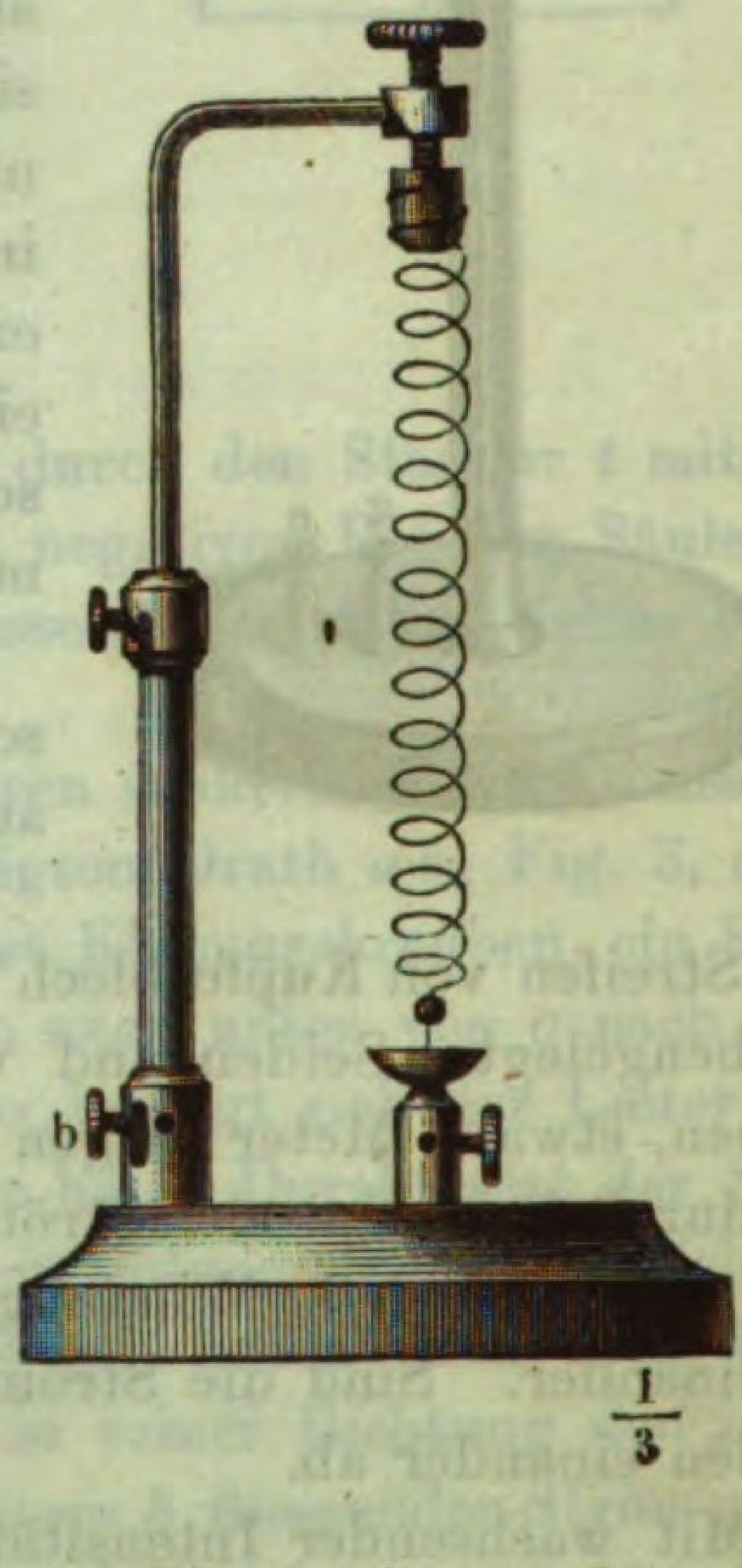


$\frac{1}{10}$

Den ersten Theil dieses letzteren Gesetzes kann man noch durch folgenden Apparat nachweisen.

An einem Statif von Messing, Fig. 6, welches bei *b* eine Klemmschraube trägt, hängt eine Spirale von dünnem und etwas hartem Messingdrath, deren Windungen nahe an einander liegen. Unterhalb ist die Spirale durch ein kleines an ihr Ende gelöthetes Gewicht

Fig. 6.



$\frac{1}{3}$

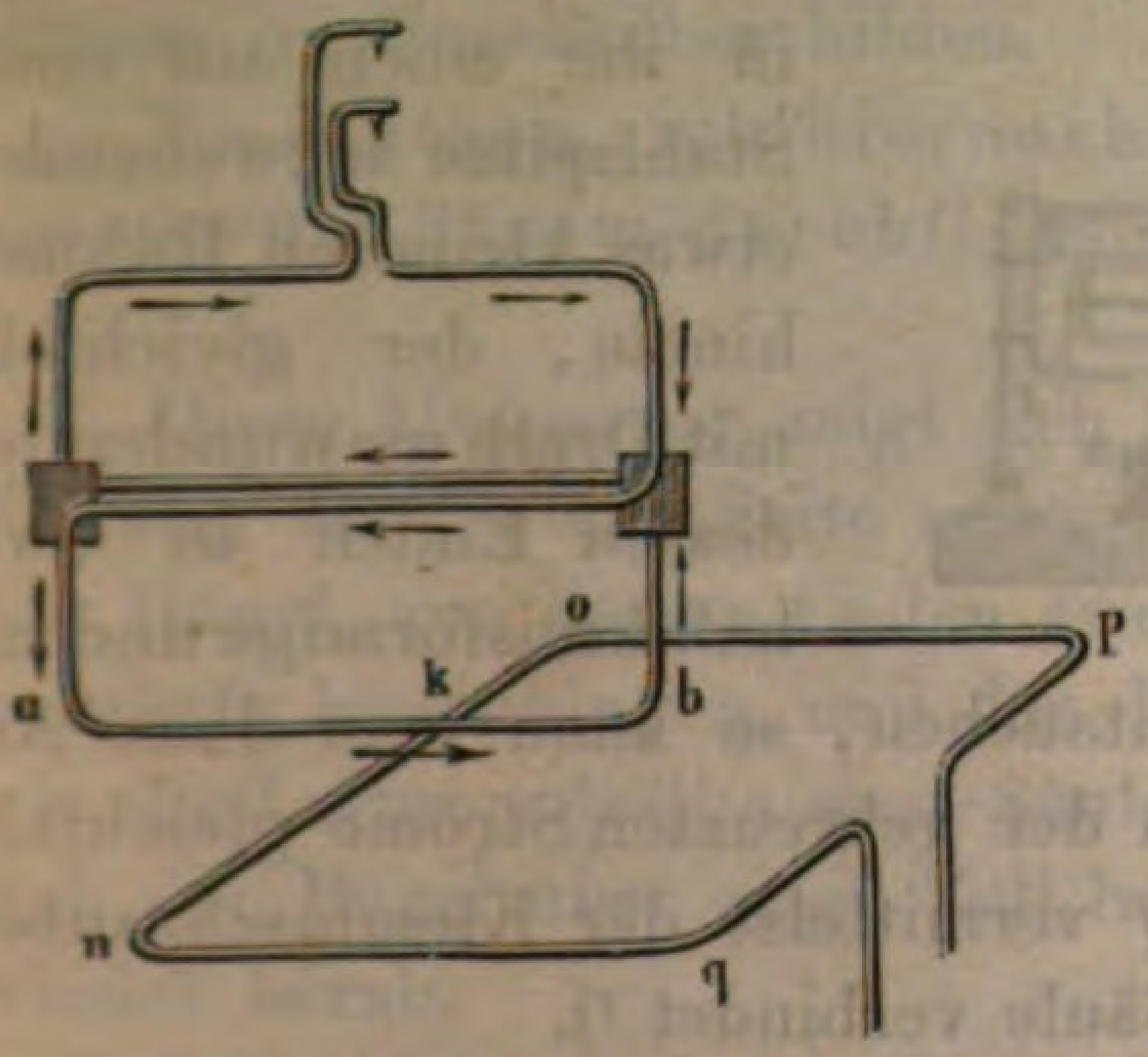
gespannt erhalten, welches in einer Stahl- oder Platinspitze endet. Diese Spitze taucht in ein mit Quecksilber gefülltes Näpfchen so ein, dass es die Oberfläche des Quecksilbers gerade berührt. Verbindet man die Klemmschraube bei *b* und das Quecksilber mit den Polen der Säule, so durchfliesst der Strom alle Windungen der Spirale in gleicher Richtung. Dieselben ziehen sich gegenseitig an, die Spirale verkürzt sich und die Spitze hebt sich aus dem Quecksilber. Der Strom ist unterbrochen, es hört der Grund der Anziehung der einzelnen Windungen der Spirale auf;

dieselbe dehnt sich wieder aus, ihre Spitze taucht in das Quecksilber und die Contraction der Spirale beginnt von Neuem. So geräth dieselbe in regelmässige senkrechte Schwingungen [1]).

Ebenso wie parallele Leiter, welche von Strömen durchflossen werden, zeigen auch dergleichen Leiter, welche einen kleineren oder grösseren Winkel mit einander bilden, die Anziehungs- und Abstossungserscheinungen. 4

Hängt man an das Fig. 1 gezeichnete Statif einen Leiter, wie in Fig. 7, und bringt unter denselben einen zweiten vom Strom durchflossenen Drath *ponq*, so dreht sich der aufgehängte Leiter so herum, dass seine Seite *ab* mit der Richtung von *no* parallel steht, wenn in *ab* und *no* die Ströme in den Richtungen von *a* nach *b* und *n* nach *o* fliessen. Bezeichnen wir die Kreuzungsstelle beider Leiter, in welcher eine senkrechte Linie beide schneidet, mit *k*, so fliessen in diesem Falle in beiden Leitern die Ströme von *a* und *n* zur Kreuzungsstelle hin und von derselben fort nach *b* und *o*. Ist die Richtung der Ströme in einem der beiden Leiter entgegengesetzt, so stellen sich dieselben so, dass wiederum in beiden Leitern der Strom gleiche Richtung hat.

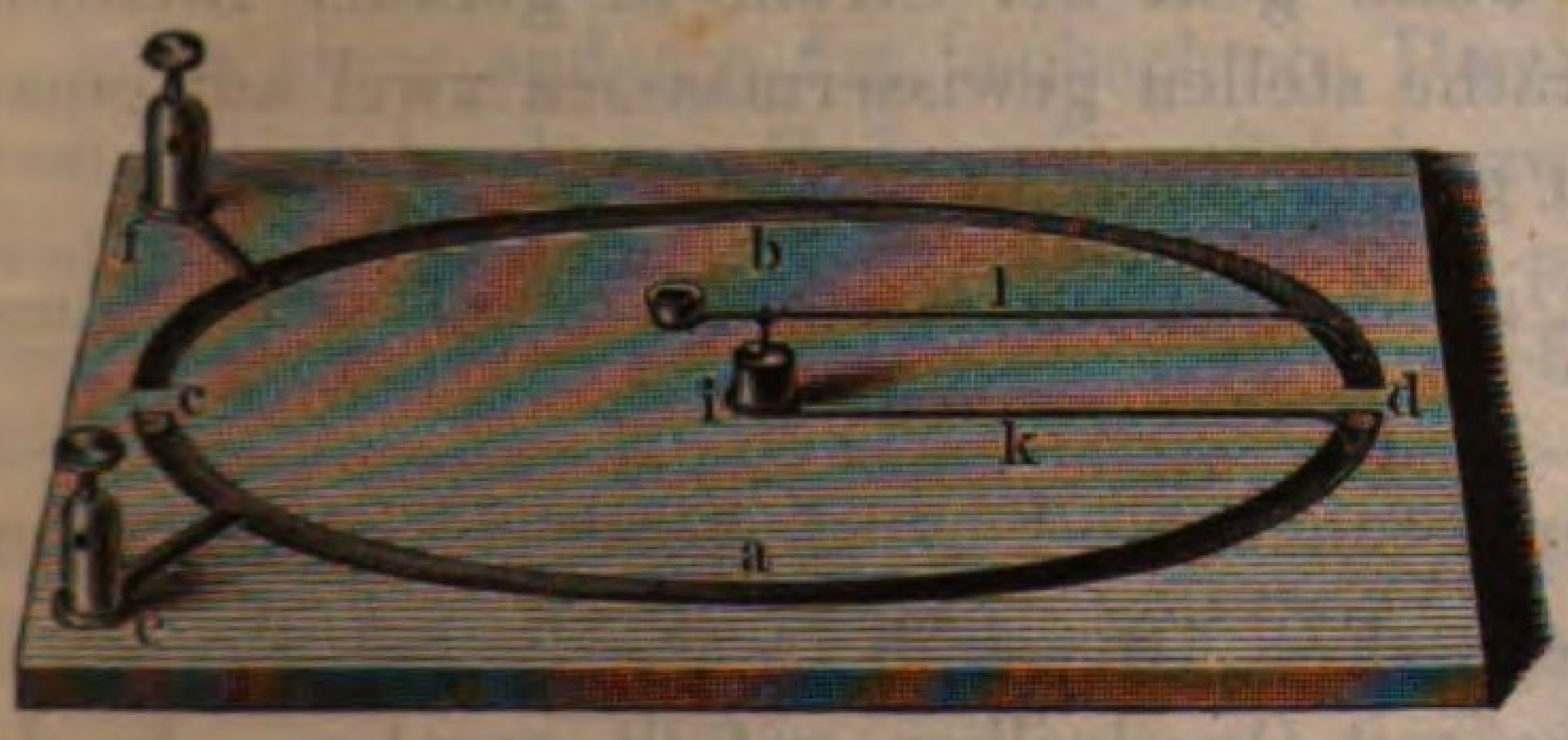
Fig. 7.



Also auch zwei gekreuzte Leiter ziehen sich an, wenn in beiden der Strom zu der Kreuzungsstelle hin oder von derselben fort fliesst; sie stossen sich ab, wenn in einem derselben der Strom zur Kreuzungsstelle hin, im anderen von der Kreuzungsstelle fort fliesst.

Dasselbe Resultat lässt sich auf folgende Weise gleichfalls zeigen: 5

Fig. 8.



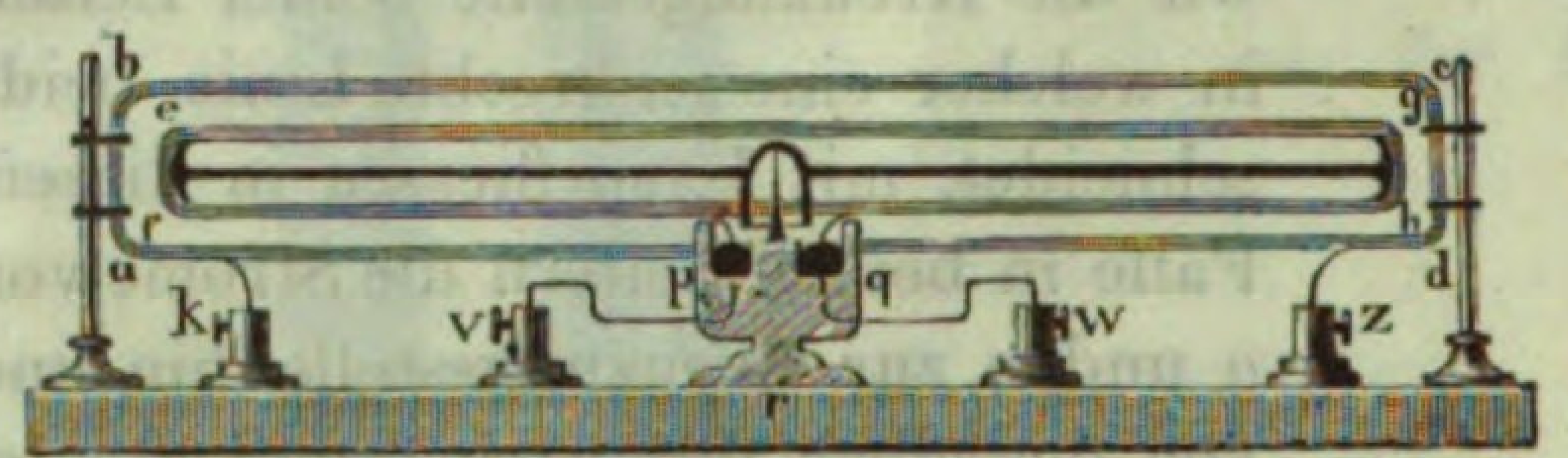
In ein viereckiges Brett, Fig. 8, sind zwei halbkreisförmige Rinnen *a* und *b* eingegraben, welche bei *c* und *d* durch Holzwände von einander getrennt sind und mit Quecksilber gefüllt werden. In dieselben tauchen zwei von den Klemmschrauben *e* und *f* kommende Eisen- oder Platindräthe. In dem Centrum des

[1]) Roget, Darstellung des Elektromagnetismus, deutsch v. Kottenkamp, S. 136 u. 137; Pogg. Ann. Bd. XXXVI, S. 550. 1835.*

aus *a* und *b* bestehenden Kreises ist ein niedriges Metalllager befestigt, um dessen Fuss sich ein Drath *k* drehen lässt, dessen Ende in die Rinne *a* taucht. Das Lager *i* trägt oben einen kleinen stählernen Napf voll Quecksilber, in welchem auf einer Stahlspitze der Drath *l* leicht beweglich schwebt. Derselbe taucht mit seinem einen Ende in die Rinne *b*, sein anderes kürzeres Ende ist durch ein Gegengewicht äquilibrirt. — Verbindet man die Klemmen *f* und *e* mit den Polen der Säule, und dreht die Dräthe *k* und *l* so, dass sie in einer gegeneinander geneigten Stellung in die Rinnen tauchen, so fliesst der Strom durch beide Dräthe in entgegengesetzter Richtung, und Drath *l* dreht sich von Drath *k* fort.

Leitet man nach Garthe einen Strom durch einen in etwa 10 Windungen um einen Rahmen gewundenen Kupferdrath *a b c d*, Fig. 9, vermittelst der an seinen Enden befestigten Klemmen *k* und *z*, und hängt in ihn einen auf einer Stahlspitze schwebenden etwas kleineren Rahmen hinein, der gleichfalls mit Drath umwunden ist, dessen Enden in zwei halbkreisförmige und mit Quecksilber gefüllte Rinnen *p* und *q* eintauchen, so kann man diese Anziehungs- und Abstossungserscheinungen der gekreuzten Ströme gleichfalls zeigen, wenn man die Rinnen *p* und *q* vermittelst der Klemmschrauben *v* und *w* mit den Polen einer zweiten Säule verbindet [1]).

Fig. 9.



6 Die Abstossung der beiden Dräthe des Apparates (Fig. 8), wird auch noch stattfinden, wenn sie in einem grösseren Winkel gegen einander geneigt sind, nur wird sie kleiner werden, da sich die einzelnen Theile der Dräthe weiter von einander entfernt haben. — Selbst wenn der Winkel zwischen beiden Dräthen ein stumpfer geworden ist, findet die Abstossung noch statt, und es tritt erst ein Gleichgewicht ein, wenn der bewegliche Drath *l* mit Drath *k* einen Winkel von 180⁰ bildet, also mit ihm in einer geraden Linie liegt. Dann geht der Strom in gerader Richtung durch *k* und *l*, und beide Dräthe stellen gewissermaassen zwei auf einander folgende Theile desselben geradlinigen Leiters dar.

Es fragt sich, ob nicht auch noch in dieser Lage eine Abstossung der Dräthe stattfindet.

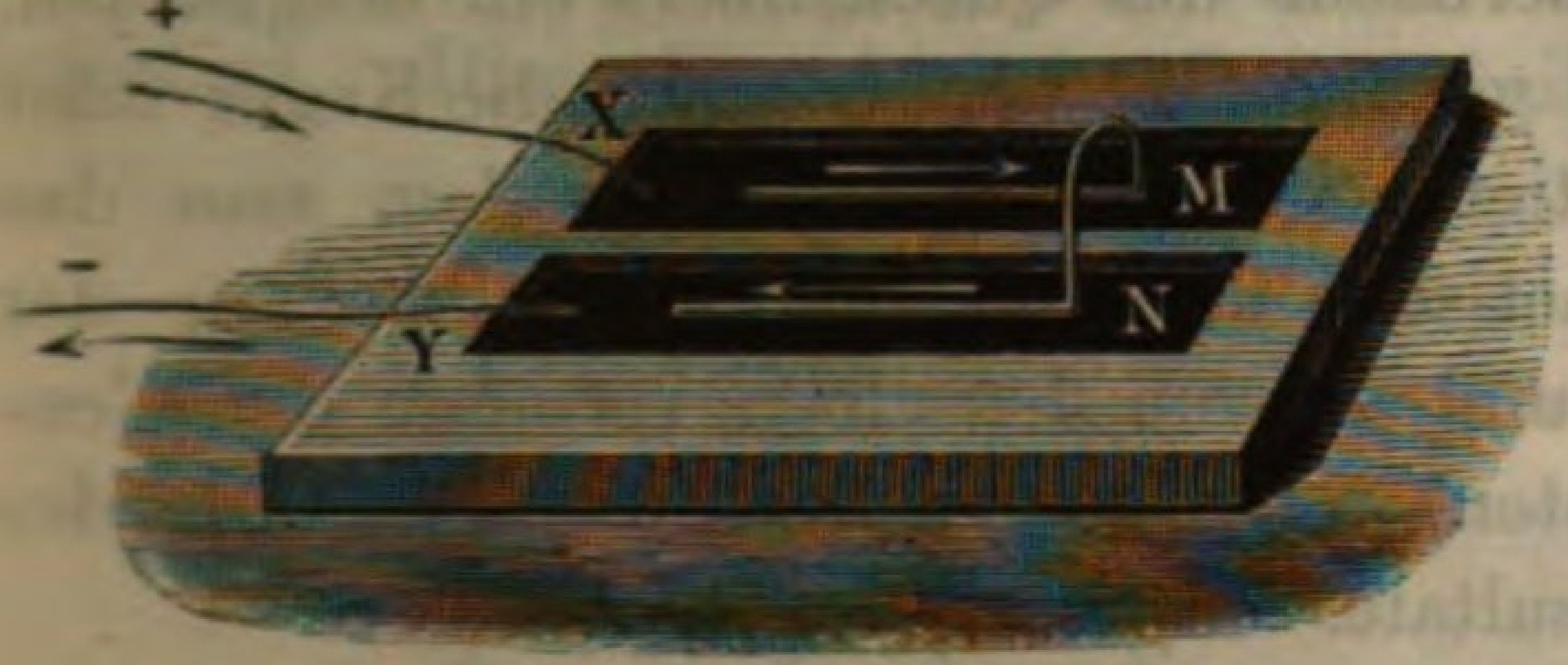
Diese Frage lässt sich durch folgenden Versuch bejahend beantworten:

In ein rechteckiges Brett, Fig. 10, sind zwei parallele Rinnen *M* und *N* eingeschnitten, welche mit Quecksilber gefüllt werden. In das eine Ende der Rinnen tauchen zwei Eisendräthe, welche mit den Polen einer galvanischen Säule (2 bis 3 Grove'schen Elementen) verbunden sind.

[1]) Garthe, Müller's Physik [5] Bd. II, S. 344.*

Ein Bügel von Eisenblech ist überall mit Siegellack stark lackirt, nur an den Enden seiner horizontalen Dräthe mit blanker metallischer Oberfläche versehen. Legt man diesen Bügel mit seinen horizontalen Armen auf das Quecksilber in den Rinnen *M* und *N* an dem den Leitungsdräthen zunächst liegenden Ende, so schwimmt der Bügel nach dem anderen Ende der Rinnen. Der Strom fliesst jetzt von dem Quecksilber der Rinnen in gerader Richtung in die horizontalen Arme des Bügels ein; so dass diese eine gerade Fortsetzung der Stromesleitung im Quecksilber bilden.

Fig. 10.



E s stossen sich hiernach die auf einander folgenden Theile eines vom Strom durchflossenen geradlinigen Leiters ab.

Diese Abstossung zeigt sich auch bei einem Versuch von Faraday [2]). 7
Er hing an die eine Seite eines Wagebalkens einen 2 Zoll langen kupfernen Bügel, von dessen Enden zwei amalgamirte Kupferdräthe in Quecksilbernäpfe hineinhingen, und der durch Gegengewichte äquilibrirt war. So wie die Leitungsdräthe einer Säule in jene Näpfe eingetaucht wurden, hob sich der Bügel über einen Zoll hoch und sank beim Oeffnen des Stromes wieder herab.

Sehr bedeutend war diese Abstossung bei einem Versuche von Lenz, als er die Schliessung einer grösseren Batterie von 12 Wollaston'schen Elementen von je 3 Quadratfuss Oberfläche durch $13\frac{1}{2}$ Gramm schwere Kupferbügel herstellte, welche mit ihren Enden in Quecksilbernäpfe eintauchten. Bei Vollendung der Schliessung sprangen die Bügel aus den Quecksilbernäpfen heraus [3]).

Auch das Zerreissen eines vom Strom durchflossenen und geschmolzenen Platindrathes (Th. I., §. 521) kann zum Theil von dieser Abstossung der auf einander folgenden Theile des Leiters herrühren.

In einer anderen Art beobachtete Davy diese Abstossung. Er führte von unten durch den Boden einer Schale zwei Leitungsdräthe in dieselbe, welche bis auf ihre flach gefeilten und polirten Endflächen mit Siegellack bestrichen waren. Bei anderen Versuchen wurden diese Dräthe durch beiderseits offene Glasröhren ersetzt, welche mit Quecksilber gefüllt waren, und in welche ausserhalb der Schale die Leitungsdräthe der Säule eingesenkt werden konnten. In die Schale wurde so viel Quecksilber gegossen,

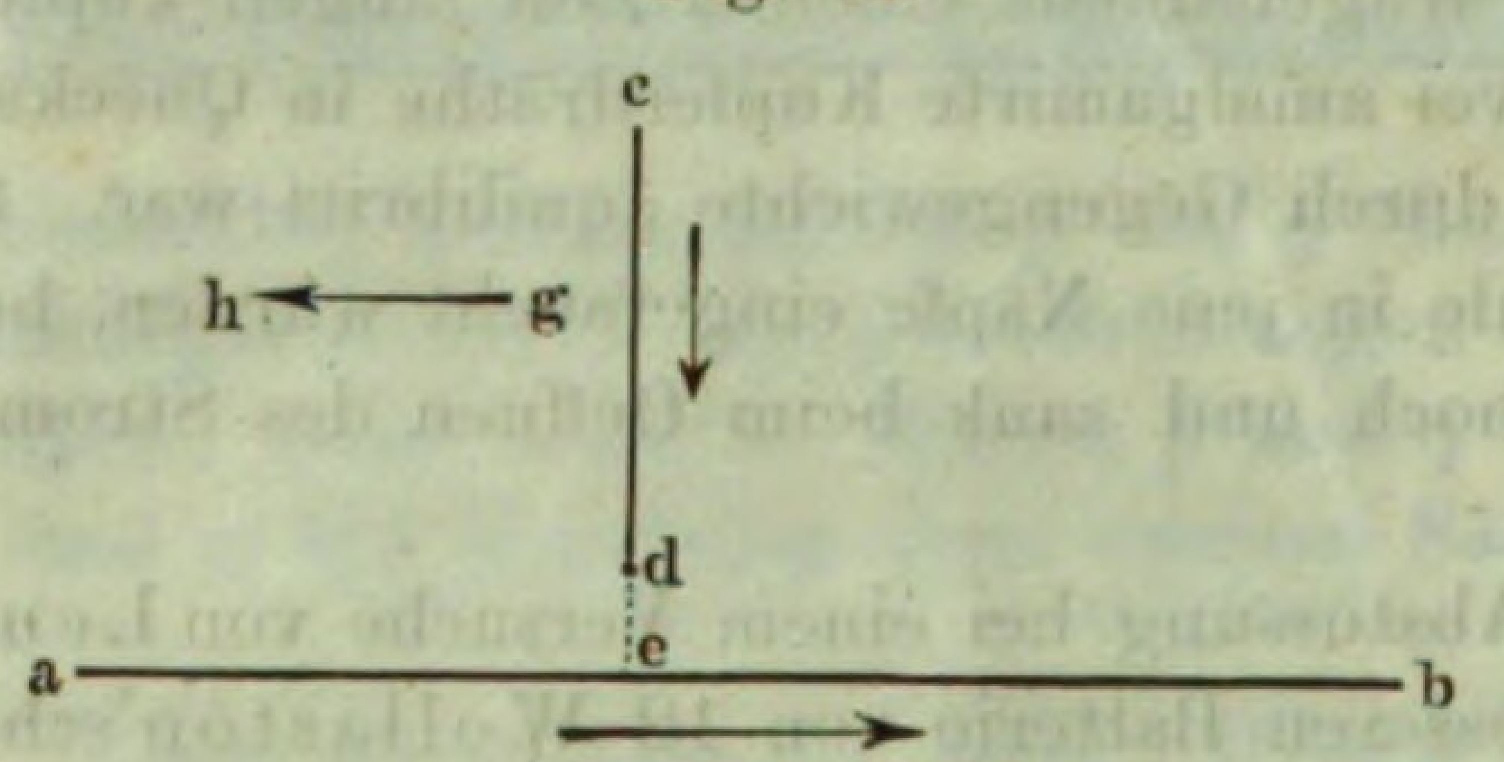
[1]) Ampère et de la Rive, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 420, T. XXI, p. 46. 1822* u. l. c. — [2]) Faraday, Quarterly Journal of Science Vol. XII, p. 416. Exper. Res. Vol. II, p. 151. 1821.* Gilb. Ann. Bd. LXXII, S. 127.* — [3]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 461. 1839.*

dass es etwa eine Linie über den Endflächen der Dräthe oder Glasröhren stand. Sowie ein starker Strom durch die Leitungsdräthe oder Glasröhren in das Quecksilber geleitet wurde, hob sich das letztere über den Endflächen derselben kegelförmig in die Höhe, und floss von da nach allen Seiten ab. Wurde der Oberfläche des Quecksilbers ein Magnetpol, gleichviel ein Nord- oder Südpol genähert, so senkten sich die Kegel oder verwandelten sich sogar in Vertiefungen von 6 Linien, indem nun das Quecksilber in eine elektromagnetische Rotation um die Endflächen der Leitungsdräthe versetzt wurde und so von denselben vermöge der Centrifugalkraft floh [2]) (s. weiter unten). Geschmolzenes Zinn an Stelle des Quecksilbers zeigte dieselben Resultate.

8 Aus den in §. 1 bis 6 beschriebenen Grundphänomenen der Elektrodynamik lassen sich noch einige interessante Folgerungen unmittelbar ableiten:

Es fliesse ein Strom durch einen langen horizontalen Drath *ab*, Fig. 11, in der Richtung von *a* nach *b*. In gleicher Ebene mit *ab* befinde sich ein geradliniger und auf *ab* senkrechter Leiter *cd*, in welchem gleichfalls ein Strom, z. B. in der Richtung von *c* nach *d* fliessen möge. Die Verlängerung des Leiters *cd* mag *ab* in *e* schneiden.

Fig. 11.



In den Leitern *aeb* und *dc* fliesst nun der Strom von *a* und *c* zur Kreuzungsstelle *e* hin; es findet also eine Anziehung von *cd* nach der Seite *a* des Leiters *aeb* statt. Dagegen fliesst in *cd* der Strom gegen *e* hin, in *aeb* aber von *e* nach *b* fort, so dass von der Seite *eb* eine Abstossung auf den Leiter *dc* ausgeübt wird. Ist *ab* unendlich lang, so wird die Anziehung der Abstossung gleich sein. — Ist nun *cd* nur in seiner eigenen Richtung von *c* nach *d* beweglich, so hebt sich die Anziehung und Abstossung auf. Drath *cd* bleibt in Ruhe. Ist aber der Drath *cd* sich selbst parallel verschiebbar, so wird er sich in Folge der auf ihn einwirkenden Kräfte in der Richtung des Pfeiles von *g* nach *h* bewegen.

Ist der Drath *ab* zu einem horizontalen Kreise gebogen, und kann der verticale Drath *cd* über diesem Kreise nur um eine durch seinen Mittelpunkt gehende verticale Axe sich drehen, so wird er in der Richtung von *b* nach *a* durch *e* hin rotiren.

Geht einer der beiden durch *ab* oder *cd* geleiteten Ströme in ent-

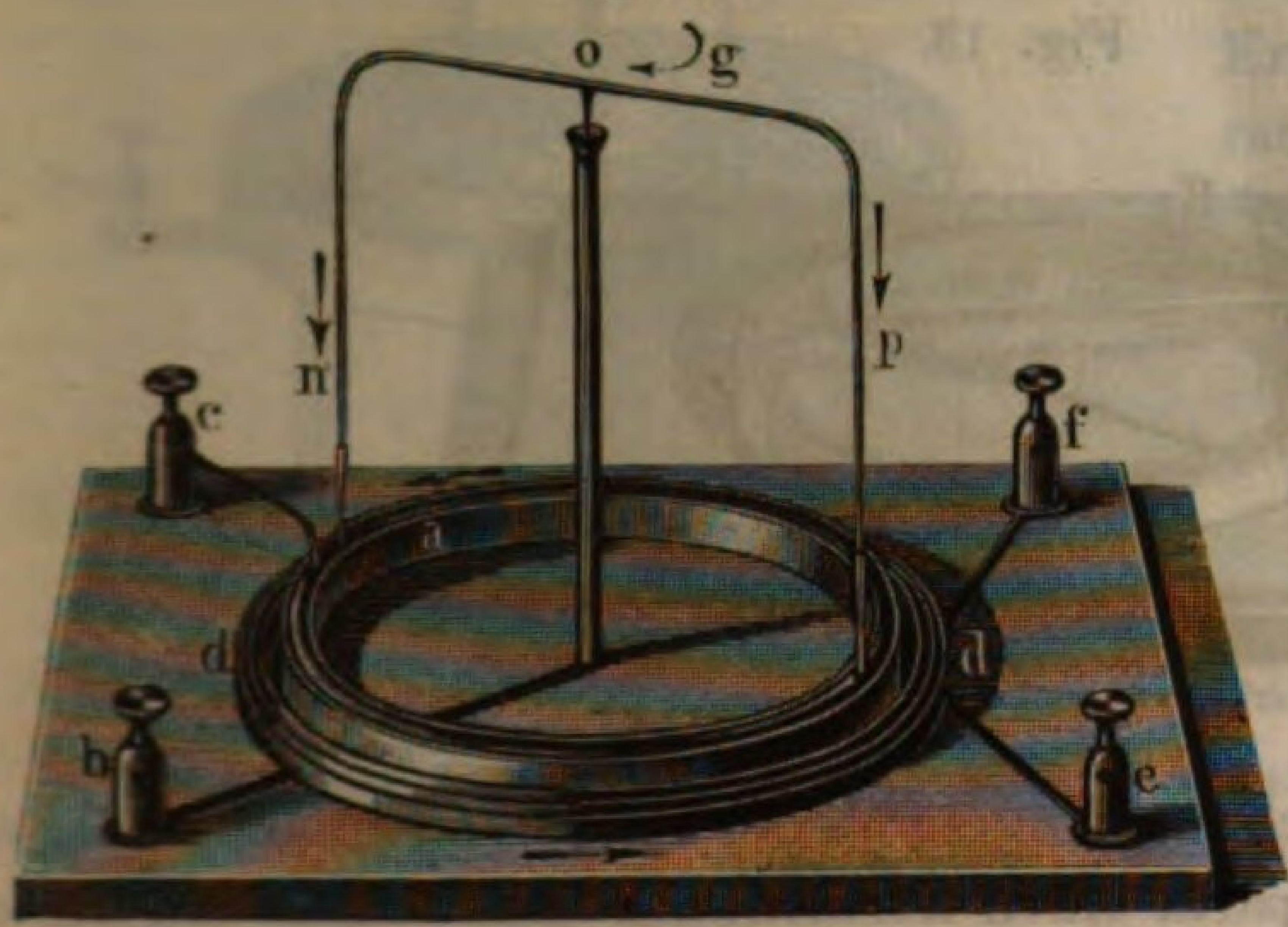
[1]) Davy, Phil. Trans. 1823, p. 153; Ann. de Chim. et de Phys. T. XXV, p. 67.* — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 3. 1849.*

gegengesetzter Richtung, so findet auch die Rotation in entgegengesetztem Sinne statt.

Diese Rotation lässt sich in folgender Weise zeigen[1]: 9

Auf einem Brett (Fig. 12) ist eine kreisförmige Rinne *aa* von Holz befestigt. Diese Rinne wird mit Quecksilber gefüllt und letzteres durch einen Drath mit der Klemmschraube *c* verbunden. In der Mitte der Rinne steht ein senkrechter Metallstab, der unterhalb mit der Klemmschraube *b* in Verbindung steht, oberhalb aber ein kleines polirtes Näpfchen von Stahl trägt, welches mit Quecksilber gefüllt wird. In diesem Näpfchen schwebt der kupferne Bügel *nop*, an dessen unteren Enden Platinspitzen angelöthet sind, die in die Rinne *aa* eintauchen.

Fig. 12.



Legt man um die Rinne eine aus einem Kupferblechstreifen gewundene Spirale *dd*, deren Windungen durch ein Seidenband von einander isolirt sind, und leitet durch diese Spirale vermittelst der Klemmschrauben *e* und *f*, sowie durch den Bügel *nop* vermittelst der Klemmschrauben *b* und *c* einen Strom in der einen oder anderen Richtung, so rotirt der Bügel. (Bei der in der Figur gezeichneten Richtung der Ströme in der Richtung des Pfeiles *g*.)

Man kann den Bügel hierbei mit längeren senkrechten Armen versehen, gegen welche dann die Anziehungen und Abstossungen ausgeübt werden, wie in der Figur, oder auch nur die letzteren ganz kurz nehmen, so dass dann die Wirkung des Stromes in der Spirale namentlich auf den horizontalen Theil des Bügels statt hat.

Statt durch den Bügel einen Strom von einem besonderen Elemente 10
zu leiten, kann man auch die Rinne, in welche seine unteren Enden eintauchen, aus Zinkblech verfertigen und den im Centrum der Rinne stehenden Metallstab durch einen an beide gelötheten Kupferdrath mit ihr verbinden. An den Bügel selbst löthet man unten einen horizontalen Kupferring, welcher in die Rinne hineinhängt. Füllt man letztere mit saurem Wasser oder Kochsalzlösung, so stellt der Bügel selbst mit der Rinne ein Element dar, in welchem der Strom im Bügel von unten nach

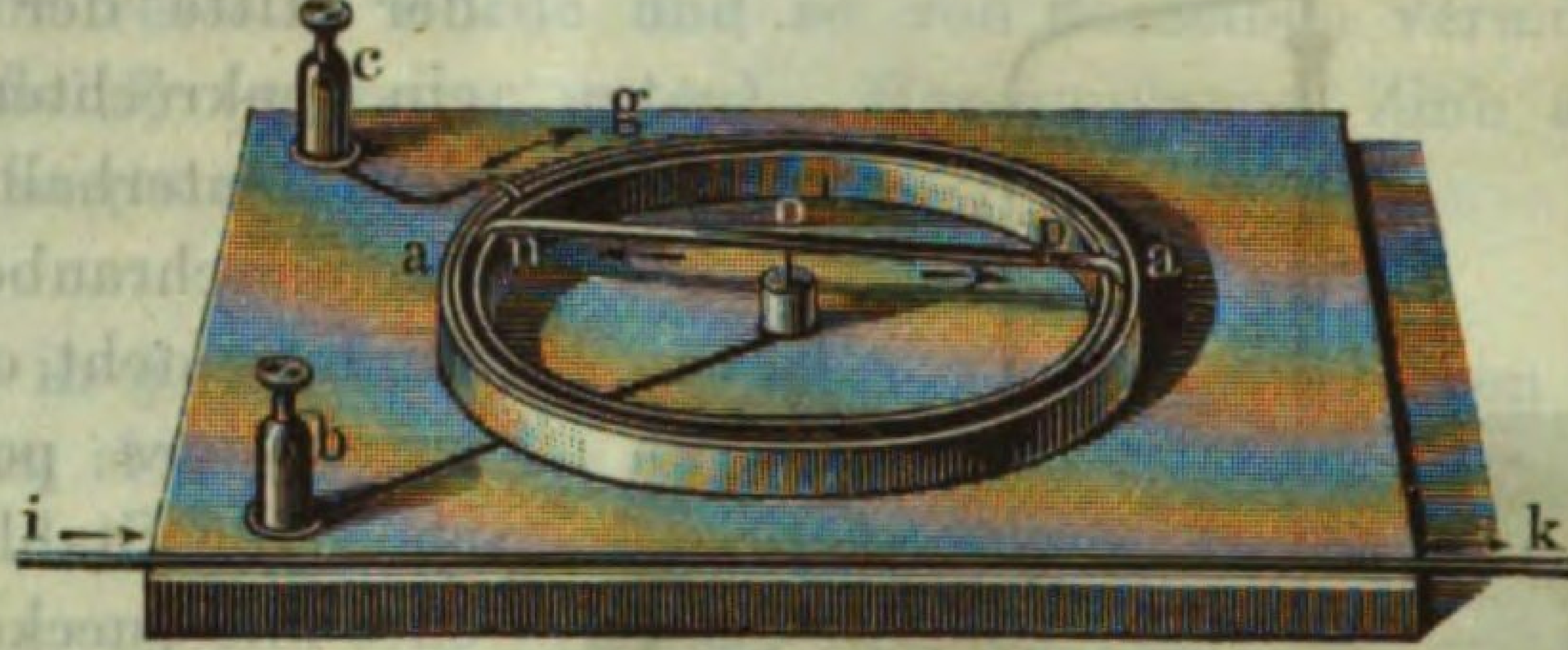
[1]) Ampère, l. c. Vgl. auch Savary Ann. de Chim. et de Phys. T. XXII, p. 91* u. Ampère, Theorie, p. 219*.

oben fliesst. Nimmt man die Rinne von Kupfer, den Ring am Bügel von Zink, so geht der Strom in entgegengesetzter Richtung.

11 Eine fernere, auf denselben Principien beruhende Rotation ist die folgende.

Man ersetzt den Bügel *nop* des Apparates Fig. 12 (a. v. S.) durch einen ganz flachen Bügel, Fig. 13. Leitet man vermittelst der Klemmschrau-

Fig. 13.



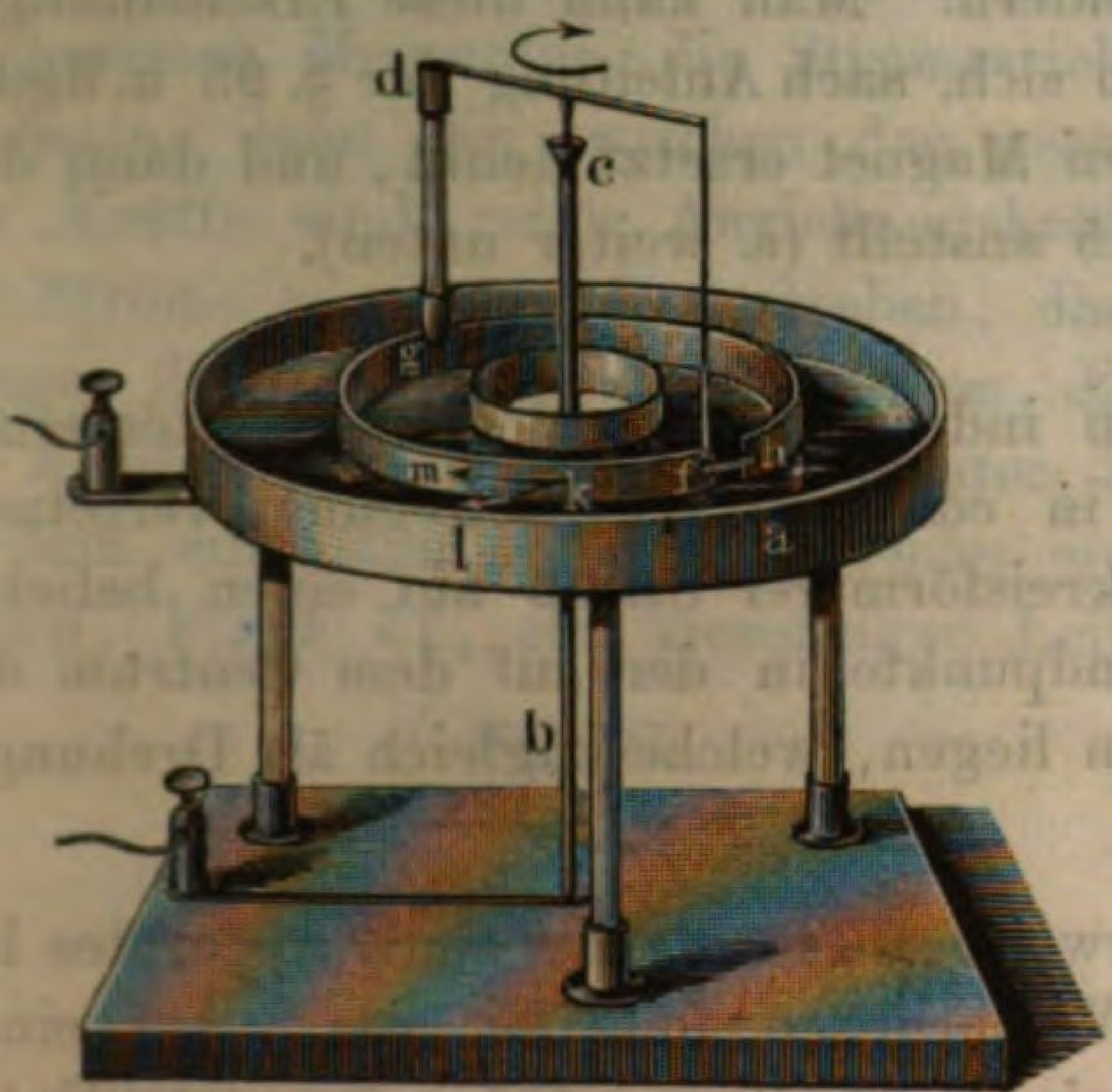
ben *b* und *c* einen Strom durch den Bügel von der Mitte *o* nach beiden Seiten *n* und *p*, und nähert dem Apparat einen horizontalen gleichfalls vom Strom durchflossenen Drath *ik*, so rotirt der Bügel. Ist die Richtung des Bügels nämlich zuerst senkrecht gegen *ik*, so wirkt der in *ik* fliessende Strom am stärksten auf den Strom in dem ihm zunächst liegenden Arm des Bügels, welcher sich so dreht, dass er zuletzt dem Drath *ik* parallel steht. In dieser Lage wird nun der Arm *op* von *ik* angezogen, der Arm *w* abgestossen; Arm *op* stellt sich senkrecht auf *ik*, um wieder in der Richtung des Pfeiles *g* seine Rotation fortzusetzen.

Man kann diese Rotation noch in einer anderen Art herstellen [1]). Man verbindet die Pole einer Säule mit einer mit verdünnter Säure gefüllten metallnen Rinne *a* Fig. 14 und einem in der Mitte derselben befindlichen Metallstab *b*, der oben einen Quecksilbernapf *c* trägt. Auf diesen stellt man den Leiter *dfgh*. Derselbe besteht aus einem Metallring *fgh*, welcher bei *f* durch einen nichtleitenden Körper, z. B. ein Stück Glas oder Elfenbein unterbrochen ist, und dem ihn tragenden Bügel *fdg*, der zwischen *d* und *g* aus einem Glasstab, zwischen *d* und *f* aus einem Drath gebildet ist. Der Ring *fgh* taucht in das saure Wasser der Rinne *a*. Der bei *c* in den Leiter *dfgh* eintretende positive oder negative Strom fliesst durch *df* und dann durch den Ring *fgh*. Von den einzelnen Punkten desselben *k* fliesst dann der Strom in radialer Richtung *kl* durch die Säure zur Rinne *a*. Es entsteht auf diese Weise eine Abstossung zwischen den Stromestheilen *fk* und *kl*, welche im Ringe *fgh* zu den einzelnen Punkten *k* hin und von diesen durch die Säure der Rinne fort fliessen; eine Anziehung zwischen letzteren und den im Ringe über die betreffenden Punkte hinausfliessenden Stromestheilen *km*. Der Ring rotirt daher im Sinne der

1) Ampère, Theoré p. 219;* Ann. de Chim. et de Phys. T. XXVI, p. 145.*

Richtung des Stromes, und die Säure in der Rinne müsste, wenn die Reibung sie nicht hinderte, im entgegengesetzten Sinne rotiren. Die Richtung dieser Rotation ändert sich nicht, wenn man die Stromesrichtung im Apparate wechselt, nur wird sie in dem einen Falle durch die Wirkung des Erdmagnetismus auf den Apparat beschleunigt, in dem anderen verzögert.

Fig. 14.

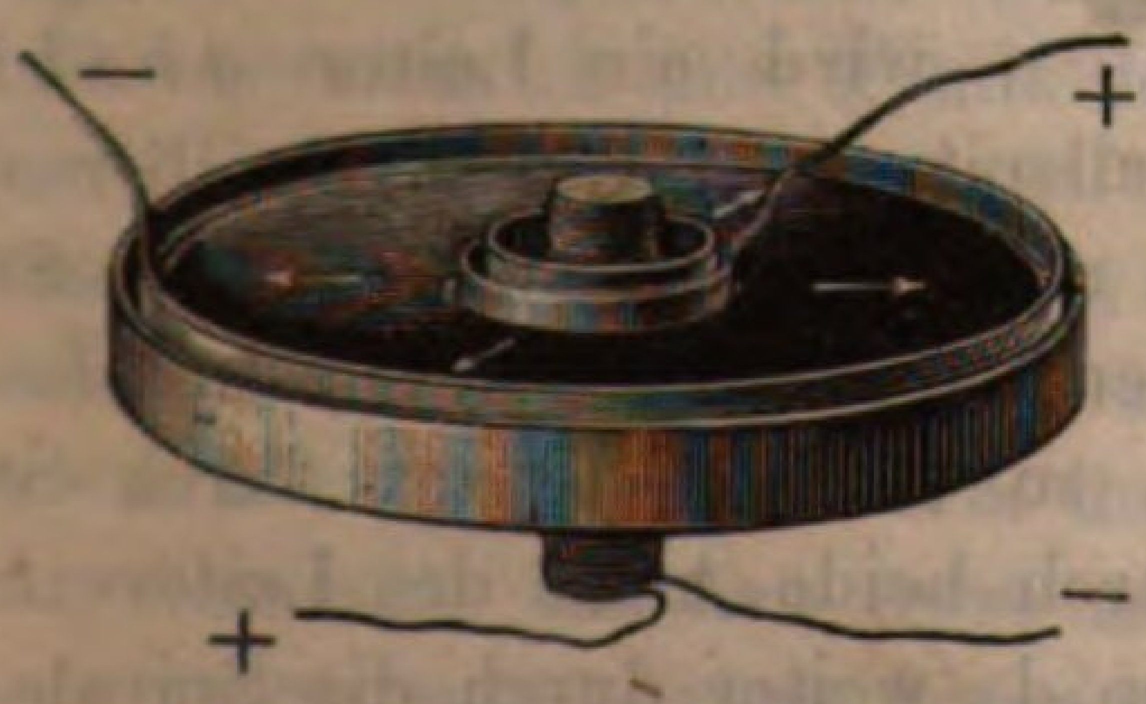


Diese Rotation ist zugleich ein Beweis, dass die zwischen den Elementen fk oder km und kl wirkenden Kräfte nicht auf den Elementen km vertical stehen, denn dann könnte der aufgehängte Leiter nicht rotiren.

Auch ein flüssiger Stromleiter rotirt genau in derselben Weise, wie ein fester unter Einfluss des Stromes. Senkt man z. B. in ein Schälchen voll Quecksilber im Centrum und am Rande die von den Polen der Säule kommenden Leitungsdräthe, so fliesst der Strom im Quecksilber in der Verbindungslinie der letzteren mit der grössten Intensität. Legt man daher um den äusseren Rand des Schälchens in einer horizontalen Ebene einige Drathwindungen, so rotirt das Quecksilber, wenn man durch dieselben einen Strom leitet, indem dieser auf die zwischen den Leitungsdräthen liegenden Theile des Quecksilbers wie auf einen festen Leiter wirkt. 12

Hat man das Schälchen durch ein ringförmiges, mit Quecksilber gefülltes Gefäss von Holz, Fig. 15, ersetzt, in welches zwei concentrische, mit den Polen der Säule verbundene Kupferringe eingelegt sind, und bringt in den inneren Hohlraum des Ringes einige horizontale Drathwindungen, welche in gleicher Richtung vom Strom durchflossen sind, wie bei dem oben beschriebenen Versuch, so rotirt das Quecksilber in entgegengesetzter Richtung wie dort, wenn der durch das Quecksilber in der Rinne geleitete Strom ebenso wie dort von innen nach aussen (in der Figur) oder umgekehrt fliesst.

Fig. 15.



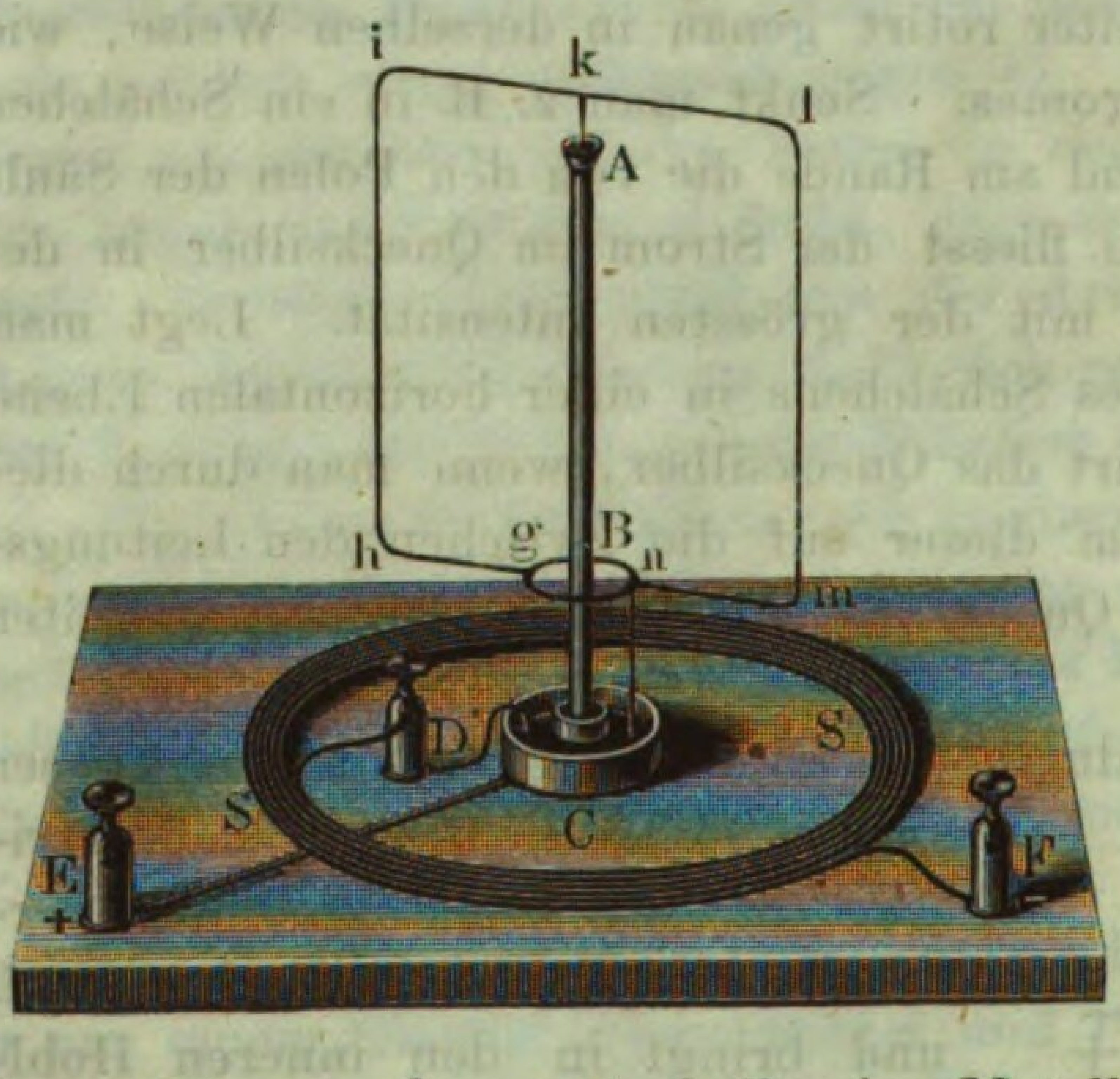
[1]) Davy, l. c.; Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXVII. S. 22. 1849.*

Diese Gesetze gelten indess nur, so lange der auf den radialen Strom im Quecksilber wirkende Kreisstrom mit jenem in einer Ebene liegt. Sobald er über dieselbe gehoben oder unter dieselbe gesenkt wird, kann sich die Richtung der Rotation ändern. Man kann diese Erscheinungen am einfachsten ableiten, wenn man sich, nach Anleitung der §. 95 u. flgde., den Kreisstrom durch einen kleinen Magnet ersetzt denkt, und dann dieselben Betrachtungen wie in §. 115 anstellt (s. weiter unten).

13 In einem speciellen Fall kann indess ein geschlossener Leiter einen beweglichen Stromesleiter nicht in continuirliche Bewegung versetzen. Dieser Fall tritt ein, wenn ein kreisförmiger Strom auf einen beliebig geformten Leiter wirkt, dessen Endpunkte in der auf dem Centrum des Kreisstromes errichteten Verticalen liegen, welche zugleich als Drehungsaxe dient.

Ampère [1]) hat sich zum Beweise dieses Satzes eines Apparates bedient, dessen Construction im Wesentlichen folgende ist: Auf einen Metallstab AB (Fig. 16) ist oben ein Quecksilbernapf A aufgesetzt. Unten ist derselbe mit der Klemmschraube E in Verbindung. Daselbst umgiebt ihn eine von ihm isolirte mit Quecksilber gefüllte Rinne C, die mit der Klemmschraube D verbunden ist. Concentrisch zu dem Stab AB ist eine flache Drathspirale S horizontal angebracht, deren eines Ende mit der Klemmschraube D, deren anderes mit einer dritten Klemmschraube F verbunden wird. In den Quecksilbernapf A wird ein Leiter $ghiklm$ eingesetzt, von dem unterhalb eine Metallspitze in das Quecksilber der Rinne C taucht. Dieser Leiter ist unten ringförmig, so dass er den Stab AB umfasst, ohne ihn zu berühren. Verbindet man die Klemmschrauben E und F mit den Polen der Säule, so theilt sich der durch Stab AB gehende Strom bei k und fliesst durch beide Arme des Leiters kih und klm zur Quecksilberrinne c, und von da weiter durch die Spirale S. Trotzdem bleibt der Leiter in jeder Lage in Ruhe oder nimmt, wenn die Spirale SS nicht ganz kreisförmig ist oder excentrisch zu AB liegt, eine feste Gleichgewichtslage an.

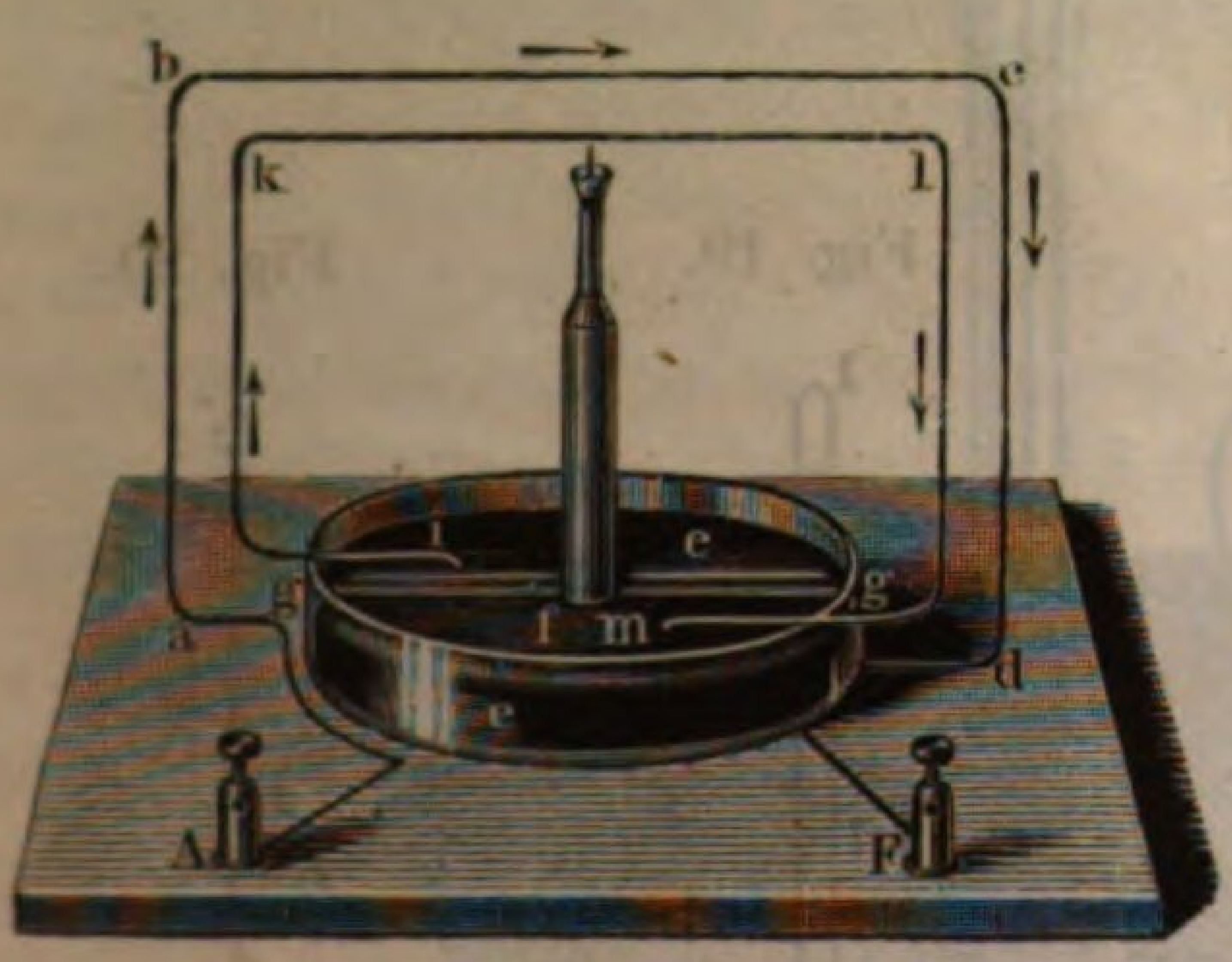
Fig. 16.



[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 414. 1822.*

Bei allen bisher beschriebenen Rotationen rotirt stets nur ein Theil 14
der Leitung, welcher eine nicht in sich geschlossene Bahn darstellt. Dagegen kann die Wechselwirkung zweier ganz geschlossener Leiter niemals eine continuirliche Rotation derselben erzeugen, wenn wir nicht in gewissen Momenten die Stromesrichtung in dem einen von ihnen wechseln; denn die zwischen den geschlossenen Stromesleitern wirkenden Kräfte sind reine Anziehungskräfte, welche die einzelnen Theile der Ströme so einzustellen streben, dass unter den obwaltenden Bedingungen die Anziehung ein Maximum, die Abstossung ein Minimum wird. — Aendert man aber in bestimmten Zeiten die Richtung des Stromes in dem einen Leiter, so kann man eine Rotation herstellen [1]). Es sei *a b c d*, Figur 17, ein viereckiger Leiter, dessen eines Ende mit der Klemmschraube *A* verbunden ist. In dem Leiter befindet sich ein kreisförmiges Schälchen voll Quecksilber, welches in der Mitte durch eine niedrige Glaswand *g* so getheilt ist, dass die Quecksilbermassen in beiden Hälften *f* und *e* gerade nicht mit einander communiciren. Das Ende *d* des Leiters *a b c d* ist nun mit dem Quecksilber in der Hälfte *e*, und das Quecksilber in der Hälfte *f* mit der Klemmschraube *F* verbunden. Die Glaswand *g* befindet sich in der Ebene des Leiters *a b c d*. Man setzt nun einen zweiten viereckigen Leiter *i k l m*, der oben eine Stahlspitze trägt, auf ein im Inneren des Leiters *a b c d* auf einen Glasstab befestigtes Lager, so dass seine Enden *i* und *m* in die Hälften *e* und *f* des Quecksilberschälchens eintauchen. Die Enden *i* und *m* können so nahe an einander sich befinden, dass der Leiter *i k l m* als in sich geschlossen betrachtet werden könnte. Verbindet man jetzt die Klemmschrauben *A* und *F* mit den Polen der Säule, so durchfliesst der Strom die Leiter *a b c d* und *i k l m*, z. B. in der durch die Pfeile angedeuteten Richtung. Beide Leiter nähern sich einander, so dass Seite *i k* zu *a b*, *l m* zu *c d* sich hin bewegt. Sowie die Leiter aber in einer Ebene sich befinden und *i k l m* durch sein Beharrungsvermögen ein wenig weiter schwingt, tauchen jetzt seine Enden in die Hälften des Quecksilbers in entgegengesetztem Sinne wie vorher, das Ende *i* in *f* und *m* in *e*. Der Strom in *i k l m* ist dadurch umgekehrt; er wird von *a b c d* abgestossen und setzt seine zuerst angenommene Bewegung fort, indem die Stro-

Fig. 17.



[1]) Ritchie, Phil. Mag. [3] Vol. IV, p. 13. 1834;* Pogg. Ann. Bd. XXXI, S. 206.*

mesrichtung in ihm sich jedesmal ändert, wenn er durch die Ebene von *abcd* hindurch gegangen ist.

II. Grundgesetze der Elektrodynamik.

15 Das allgemeine Gesetz der Anziehung und Abstossung der einzelnen Elemente der vom Strome durchflossenen Leiter folgt aus den vorher angeführten Versuchen noch nicht. Zu seiner Begründung hat deshalb Ampère (l. c.) ausser den §. 1 bis 6 beschriebenen noch mehrere Versuche angestellt, welche im Wesentlichen folgendermaassen ausgeführt wurden:

I. Hängt man an dem Statif, Fig. 18, den viereckigen Leiter *abcd* auf, leitet durch den Apparat einen Strom, und nähert der einen senkrechten Seite des Leiters einen vom Strom durchflossenen Drath, Fig. 19, wel-

Fig. 18.

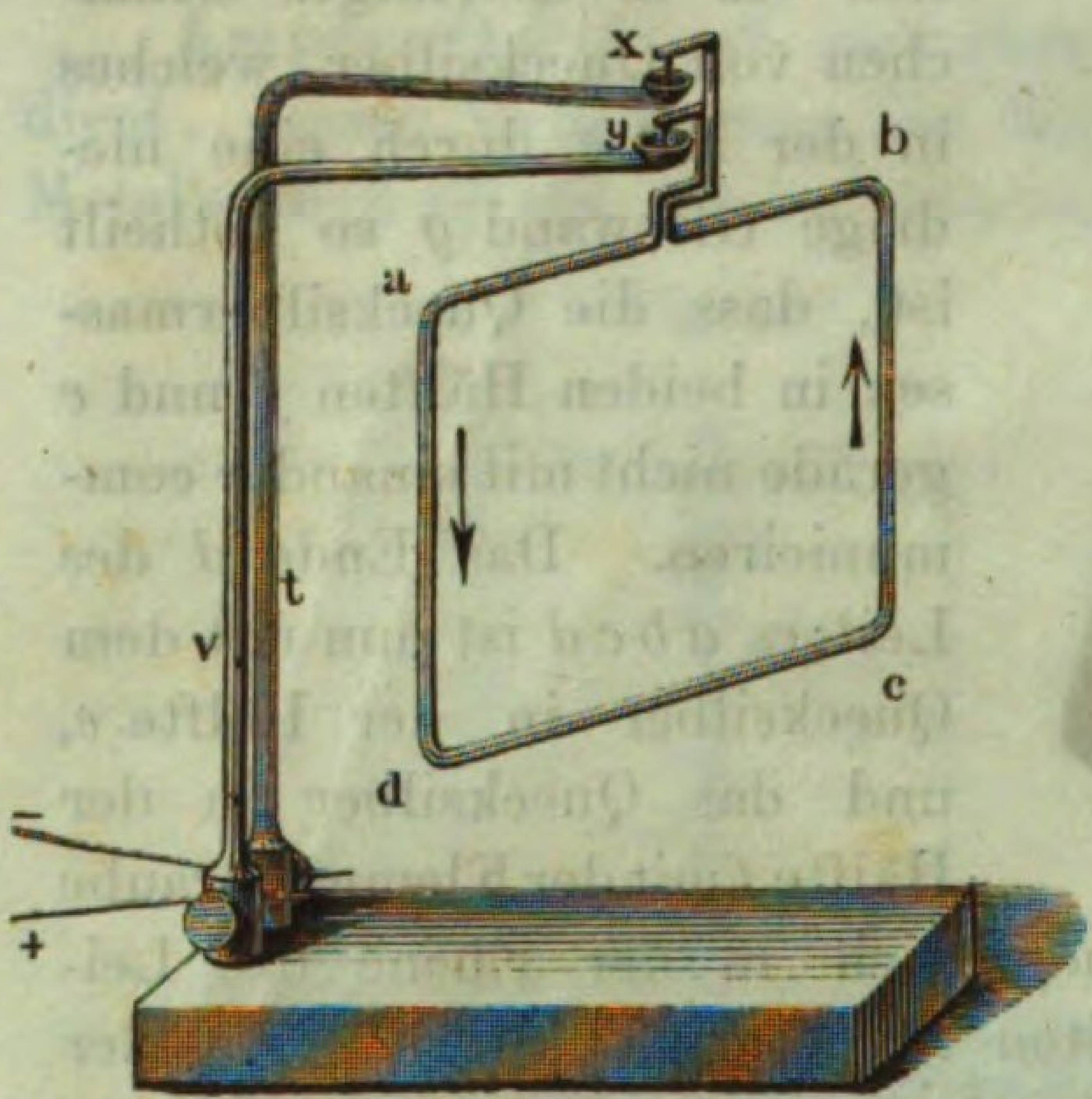


Fig. 19.

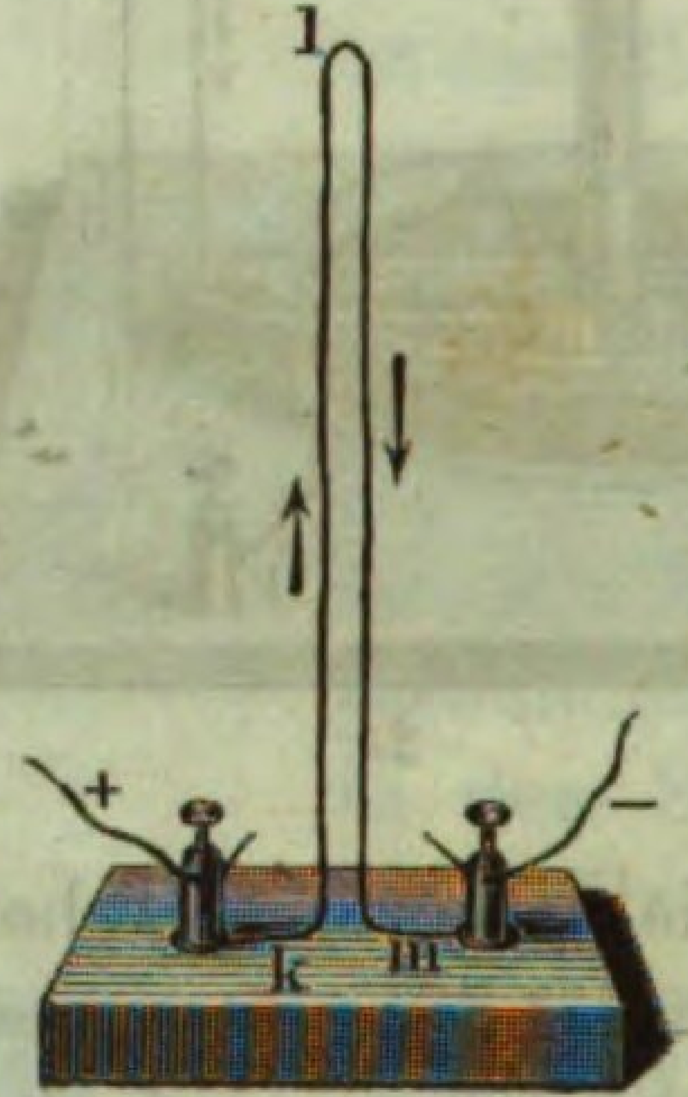
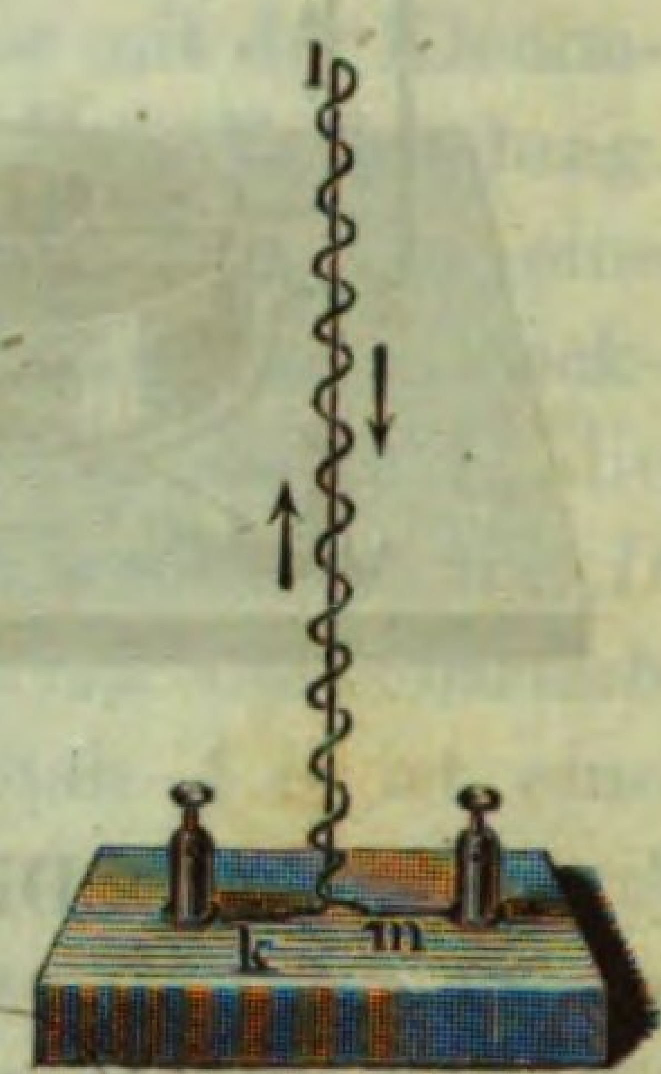


Fig. 20.



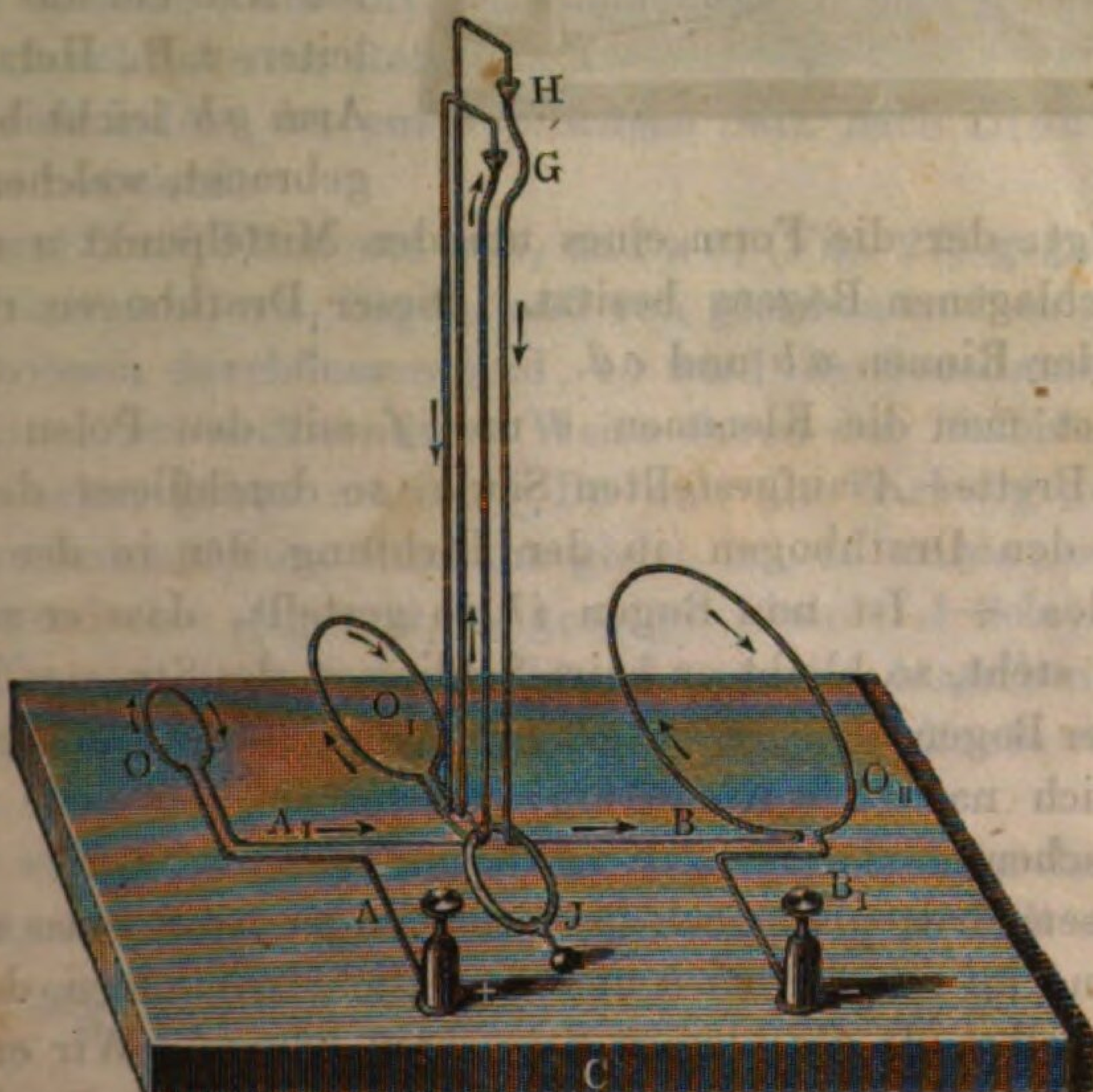
cher aus zwei parallelen dicht neben einander liegenden Stücken *kl* und *lm* besteht, in deren einem der Strom auf-, in dem anderen absteigt, so heben sich die Wirkungen der beiden Stücke völlig auf; der bewegliche Leiter bleibt in Ruhe. Ersetzt man die eine Hälfte dieses Leiters, z. B. *lm* durch einen in sehr kleinen Windungen um *lk* beliebig hin und her gewundenen Drath, Fig. 20, der *lk* indess nirgends berührt oder vor ihm durch eine Umspinnung mit Seide geschützt ist, so findet gleichfalls keine Einwirkung dieses vom Strom durchflossenen Leiters auf den beweglichen Leiter *abcd* statt. Der in kleinen Windungen um den geraden Drath gebogene Leiter wirkt also wie ein zweiter geradliniger.

Es lässt sich daher jedes kleine Element *a* eines Stromes durch eine Reihe kleiner Elemente ersetzen, die aneinander liegend denselben Anfangs- und Endpunkt haben wie jenes und mit ihm ein beliebig vielseitiges Polygon bilden; von dem Element *a* aber nur unendlich wenig entfernt sind.

Daraus folgt weiter, dass man die elektrodynamische Wirkung eines in dem Mittelpunkt eines Coordinatensystems liegenden Elementes eines vom Strom durchflossenen Leiters ersetzen kann durch die Wirkungen seiner Projectionen auf die drei Coordinatenaxen, welche von Strömen von derselben Intensität durchflossen sind wie jenes.

II. Auf einem Brett, Fig. 21, sind in einem Abstand von etwa 1 Decimeter zwei horizontale Kreise von Drath O und O_{II} befestigt, deren 16

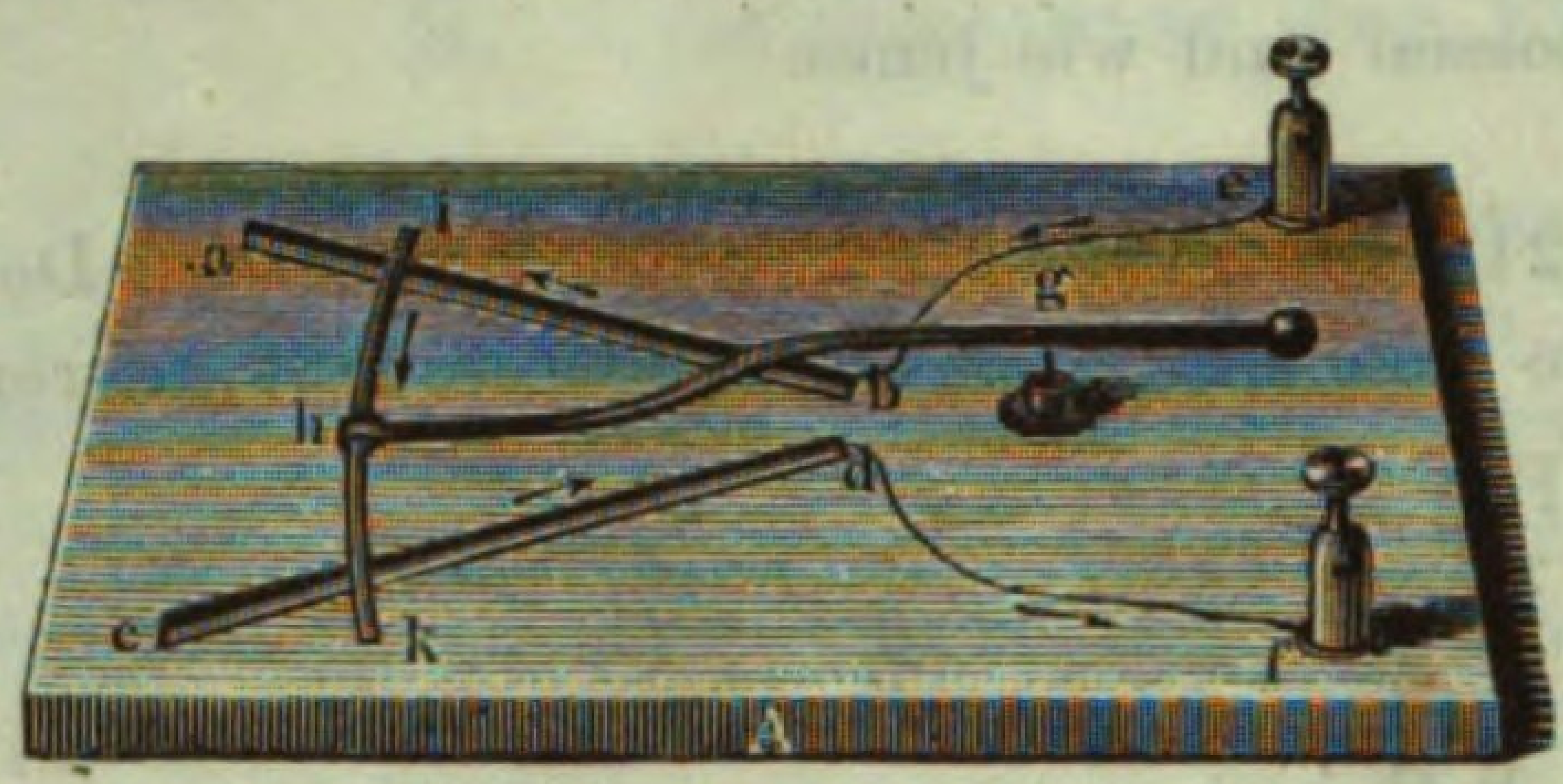
Fig. 21.



Radien im Verhältniss von 1 : 4 stehen. Die Enden A und B_I der zwei Drathkreise sind mit Klemmschrauben verbunden. Die Enden A_I und B führen zu den senkrecht über einander liegenden stählernen Quecksilbernäpfen G und H. In diese Näpfe ist vermittelst Stahlspitzen ein dritter an zwei verticalen Dräthen hängender Drathkreis O_I eingefügt, welcher zur Erhaltung seiner horizontalen Lage bei I ein Gegengewicht trägt. Der Radius des Kreises O_I ist doppelt so gross als der von O. Ein von den Quecksilbernäpfen auf das Brett C gefälltes Loth theilt den Abstand zwischen den Kreisen O und O_{II} im Verhältniss von 1 : 2. Leitet man den Strom jetzt zu den Klemmschrauben A und B, so durchfliesst derselbe die Kreise in der Richtung der in der Figur gezeichneten Pfeile. Die Kreise O und O_I, O_I und O_{II} stossen sich also ab, da der Strom in je zwei benachbarten Theilen derselben entgegengesetzt gerichtet ist. Lässt man den Kreis O_I frei schwingen, so nimmt er eine solche Gleichgewichtslage an, dass die Abstände der Mittelpunkte der Kreise $O\,O_I$ und $O_I\,O_{II}$ sich wie 1 : 2 verhalten, also in demselben Verhältniss stehen, wie die Radien je zweier auf einander folgender Kreise.

17 III. Auf einem Brett *A* (Fig. 22) sind zwei mit Quecksilber gefüllte Rinnen *ab* und *cd* eingegraben, welche, ohne mit einander zu communiciren, bei *b* und *d* in einem spitzen Winkel zusammenlaufen. Von *b* und *d* aus gehen aus den Rinnen Leitungsdräthe zu den Klemmen *e* und *f*. In dem Punkt *g*, wo die Rinnen bei ihrer Verlängerung sich schneiden würden, ist an einer senkrechten Axe ein aus einem Nichtleiter, z. B., Holz verfertigter Arm *gh* leicht beweglich angebracht, welcher bei *h* einen Drath *ik* trägt, der die Form eines um den Mittelpunkt *g* mit dem Radius *gh* geschlagenen Bogens besitzt. Dieser Drathbogen ruht auf dem Quecksilber der Rinnen *ab* und *cd*.

Fig. 22.



Verbindet man die Klemmen *e* und *f* mit den Polen der auf der Seite *ac* des Brettes *A* aufgestellten Säule, so durchfliesst der Strom die Rinnen und den Drathbogen in der Richtung der in der Figur angegebenen Pfeile. — Ist nun Bogen *ik* so gestellt, dass er senkrecht auf dem Arm *gh* steht, so bleibt er beim Schliessen des Stromes im Gleichgewicht. Ist der Bogen aber gegen *gh* in einem anderen Winkel geneigt, so bewegt er sich nach der Rinne hin, welche auf der Seite des spitzen Winkels zwischen dem Bogen *ik* und dem Arm *gh* liegt.

Aus diesem dritten Versuch lässt sich folgender Schluss ziehen: Die Rinnen *ab* und *cd* stossen bei *b* und *d* so dicht zusammen, dass man den Stromkreis daselbst als geschlossen betrachten könnte. Wir erhalten dann aus den Versuchen Resultate, welche ein die Säule *S* enthaltender geschlossener Stromkreis *SebdfS* auf den Bügel *ik* ausüben würde. In der ersten Lage des Bügels, wo er auf dem Drehungsarm senkrecht steht, findet also entweder keine Einwirkung des geschlossenen Stromkreises auf denselben statt, oder die Resultante der Wirkungen sämmtlicher Stromelemente des Stromkreises auf sämmtliche Elemente des Drathbogens *ik* steht senkrecht auf demselben. — Die letztere Annahme bestätigt sich bei der zweiten Lage des Bügels, wo er gegen den Arm *gh* geneigt wird.

Es steht also die Resultante der Wirkung eines geschlossenen Stromkreises auf ein Element eines gleichfalls vom Strom durchflossenen Leiters senkrecht auf letzterem, und es ist mithin die Componente in der Richtung des Elementes gleich Null.

18 Die in §. 15 bis 17 aufgeführten Versuche genügen, um die Gesetze der Anziehungs- und Abstossungserscheinungen der von Strömen durchflossenen Leiter zu bestimmen. Die §. 6 bis 14 gegebenen Resultate sind hierzu nicht erforderlich, vielmehr ergeben sie sich gleichfalls als Folgerungen der von Ampère zuerst entwickelten Gesetze.

Statt der §§. 15 bis 17 beschriebenen Versuche könnten wir indess diese Gesetze auch aus anderen früher beschriebenen Versuchen ableiten und z. B., wie es Ampère [1]) selbst gethan, den §. 14 ausgesprochenen Satz dazu benutzen. Wir wollen indess von jenen Versuchen ausgehen. Indem wir die von den Leitern der Ströme ausgeübten Anziehungs- und Abstossungserscheinungen auf die Ströme selbst übertragen, bestimmen wir nun zuerst die Einwirkung zweier Elemente auf einander.

Ampère nimmt an, dass die Kraft, mit welcher zwei Stromelemente auf einander wirken, nach der Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte gerichtet sei. Dass dieselbe nicht auf den Elementen vertical steht, folgt schon aus der §. 12 beschriebenen Rotation.

Es lässt sich indess der ausgesprochene Satz nach Liouville [2]) folgendermaassen beweisen.

Sind zuerst zwei Elemente mm_1 und nn_1 (Fig. 23) gegeben, die in der geraden Linie $mm_1\,nn_1$ liegen, und von gleichen und entgegengesetzt gerichteten Strömen durchflossen sind, so wird die Resultante ihrer Wirkungen auf einander nothwendiger Weise durch den Halbirungspunkt O des Abstandes m_1n_1 gehen müssen. Da nun die Wirkung der Elemente auf allen ihren Seitenflächen durchaus gleich ist, so würde, wenn die Resultante in irgend eine gegen m_1n_1 geneigte Linie OA fiele, sie ebensogut auch in allen Richtungen liegen können, welche denselben Winkel mit m_1n_1 machten, wie OA. Es kann daher nur die Resultante mit m_1n_1 zusammenfallen.

Sind die von gleichen und gleichgerichteten Strömen durchflossenen Elemente mm_1 und nn_1 (Fig. 24) einander parallel, so fällt ebenfalls die

Fig. 23.

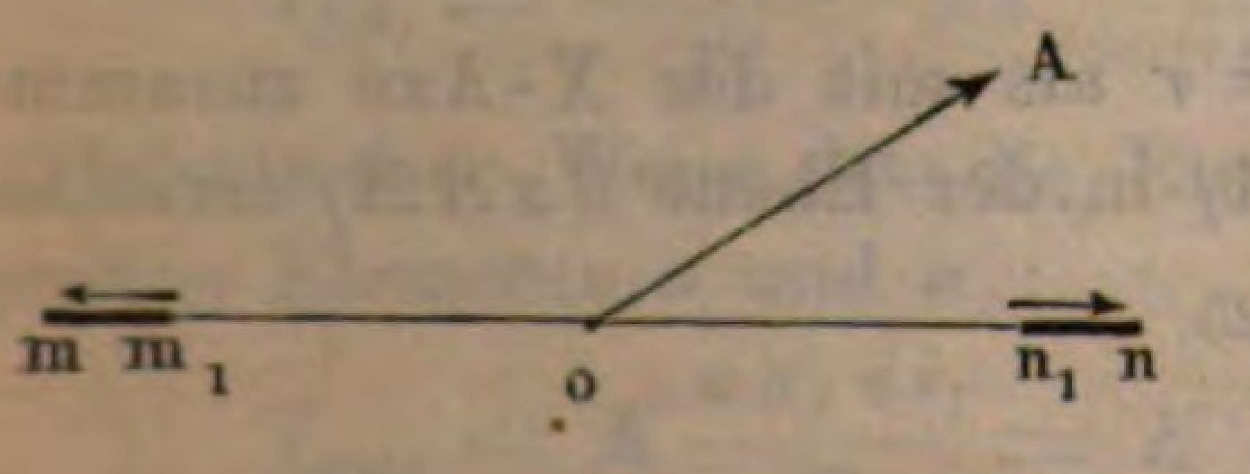
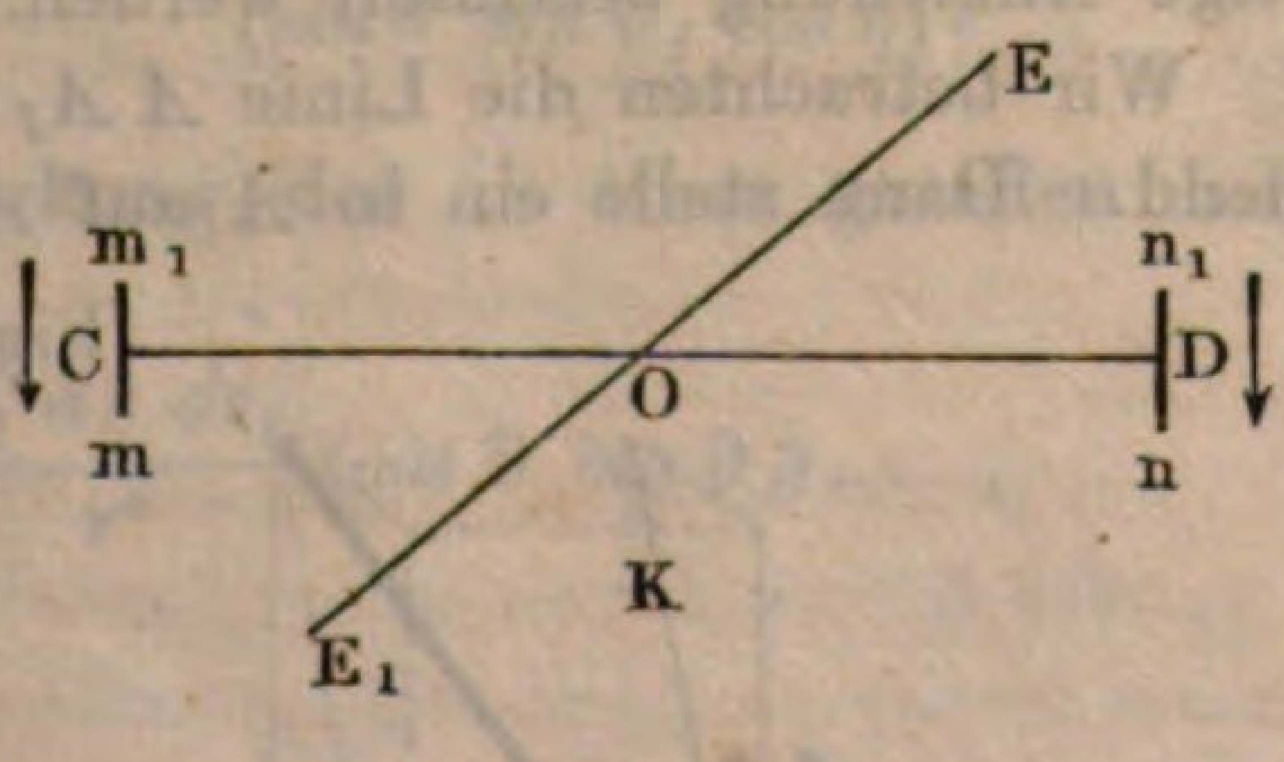


Fig. 24.



Resultante mit der Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte CD zusammen.

Hätte die Resultante eine Componente, die z. B. senkrecht auf der Ebene $mm_1\,nn_1$ stände, und etwa das Element nn_1 nach oben in die Höhe höbe, welches links von einem in k befindlichen Beobachter liegt, zu dem die Ströme in m_1m und n_1n hinfliessen, so würde bei Umkehrung der Stromesrichtung in beiden Elementen offenbar die auf nn_1 wirkende Componente nach unten gerichtet sein. Es ändert sich aber

[1]) Ampère, l. c. §. 14. — [2]) Liouville, Ann. de Chim. et de Phys. T. XLI, p. 415. 1829.*

nach den Versuchen die Wirkung beider Elemente auf einander nicht, wenn man in beiden zugleich den Strom umkehrt. Jene Annahme ist daher unmöglich; die Resultante der Kräfte zwischen $mm_{/}$ und $nn_{/}$ muss in ihrer Ebene liegen.

Hätte diese Resultante nun die gegen CD geneigte Richtung OE, so würde sie bei Umkehrung der Ströme in beiden Elementen die Richtung $OE_{/}$ annehmen, welche gegen OC in demselben Winkel geneigt ist, wie OE gegen OD. Diese Aenderung der Richtung der Resultante widerspricht wieder der Erfahrung; sie muss also mit CD zusammenfallen.

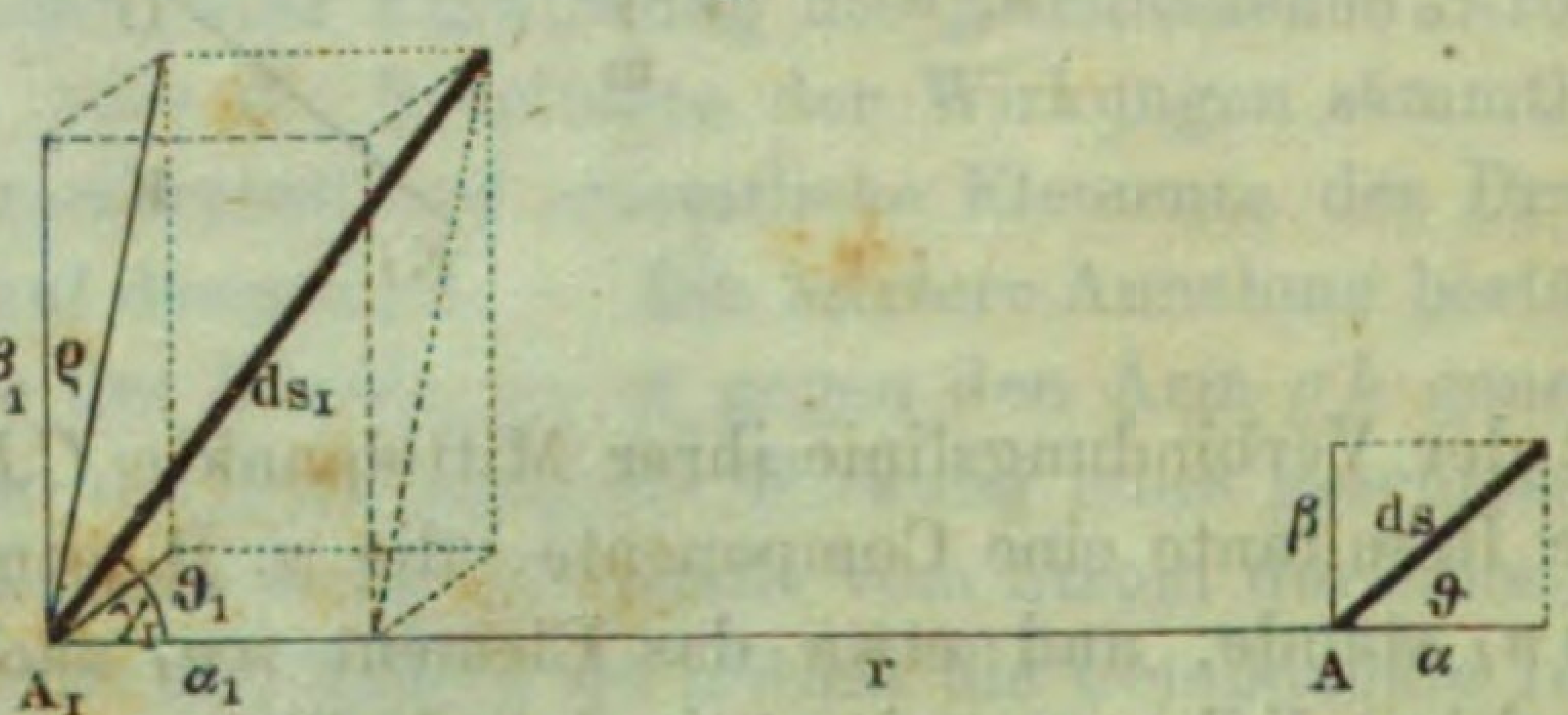
Sind die Ströme in den Elementen nicht gleich stark, so kann man das Element, in dem der nmal stärkere Strom fliesst, durch n einzelne Elemente ersetzen, welche einzeln durch das andere Element sollicitirt werden, und erhält dieselben Resultate.

Hat man zwei beliebige Elemente $mm_{/}$ und $nn_{/}$, so kann man jedes von ihnen stets in drei gegen einander senkrechte Componenten zerlegen, von denen die einen in die Verbindungslinie der Elemente fallen, die anderen auf derselben senkrecht stehen und in zwei auf einander senkrechten durch die Verbindungslinie gelegten Ebenen liegen. Die gegen einander senkrecht gerichteten Componenten beider Elemente wirken nicht auf einander (siehe §. 20), die Wirkung der einander parallelen und in einer Linie liegenden Componenten fällt in ihre Verbindungslinie, so dass dieses letztere Resultat auch für die Wirkung der ganzen Elemente auf einander gilt.

19 Es seien nun zwei Elemente zweier Stromleiter ds und $ds_{/}$ (Fig. 25) gegeben, der Abstand ihrer Mittelpunkte A und $A_{/}$ sei r; die Intensitäten der durch sie hindurchfliessenden Ströme seien i und $i_{/}$; es soll ihre gegenseitige Anziehung bestimmt werden.

Wir betrachten die Linie $AA_{/} = r$ als mit der X-Axe zusammenfallend. Dann stelle ein in A auf $AA_{/}$ in der Ebene $dsAA_{/}$ errichtetes

Fig. 25.



Loth die Y-Axe, ein senkrecht auf $AA_{/}$ und ds in A errichtetes Loth die Z-Axe dar.

Die Lage von ds ist nun durch den Winkel ϑ bestimmt, den ds mit r macht. Die Lage von $ds_{/}$ ist bestimmt durch den Winkel $\vartheta_{/}$ zwischen $ds_{/}$ und r, und durch den Winkel η, welchen die durch $ds_{/}$ und r gelegte Ebene mit der durch ds und r gelegten XY-Ebene macht.

Die in der Zeiteinheit durch die Elemente strömenden Elektricitätsmengen betragen, da die Längen der Elemente ds und ds_I sind, $i ds$ und $i_I ds_I$. Nehmen wir an, dass die Anziehung oder Abstossung der Elemente I nach einer Potenz ihrer Entfernung abnehme, so wird I ausgedrückt werden durch eine Formel:

$$I = \frac{i i_I \, ds \, ds_I}{r^n} f(\vartheta, \vartheta_I, \eta) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (1)$$

In dieser Formel ist n und die Function f zu bestimmen.

Es seien die Projectionen von ds auf die der X- und Y-Axe parallel durch A gezogenen Linien gleich α und β, die Projectionen von ds_I auf die der X-, Y- und Z-Axe parallel durch A_I gezogenen Linien gleich $\alpha_I \beta_I \gamma_I$; dann ist

$$\begin{array}{ll} \alpha = ds \cos\vartheta & \alpha_I = ds_I \cos\vartheta_I \\ \beta = ds \sin\vartheta & \beta_I = ds_I \sin\vartheta_I \cos\eta \\ \text{—} & \gamma_I = ds_I \sin\vartheta_I \sin\eta. \end{array}$$

Nach §. 15 können wir die Wirkung von ds auf ds_I uns zusammengesetzt denken aus der Summe der Wirkungen ihrer Projectionen α und β auf α_I, β_I, γ_I.

Die Einwirkung der parallelen Elemente β und β_I ergiebt sich, da in diesem Falle die Function ihrer Neigung zu einander constant wird:

$$I_{\beta\beta_I} = \frac{const \; \beta \beta_I i i_I}{r^n}.$$

Wählen wir das Maass der Intensitäten i und i_I so, dass für eine bestimmte Einheit der Entfernung r, die Constante gleich 1 zu setzen ist, so ist:

$$I_{\beta\beta_I} = \frac{\beta . \beta_I \, i i_I}{r^n} = \frac{i i_I \, ds \, ds_I}{r^n} \cdot (\sin\vartheta \, \sin\vartheta_I \cos\eta) \cdot$$

In gleicher Weise ist die Einwirkung der in einer geraden Linie liegenden Elemente α und α_I:

$$I_{\alpha\alpha_I} = K \frac{\alpha \alpha_I \, i i_I}{r^n} = K \, \frac{i i_I \, ds \, ds_I}{r^n} (\cos\vartheta \, \cos\vartheta_I),$$

wo K eine zweite Constante ist.

Die Elemente α und β_I oder γ_I, α_I und β stehen senkrecht auf einander und auf der Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte; es ist deshalb ihre Einwirkung auf einander gleich Null, wie sich nach Liouville (l. c.) folgendermaassen ableiten lässt. Das Element ab liege in der Ebene $IKLM$ (Fig. 26a. f., S.); ein zweites Element cd, durch welches der Strom in der Richtung von c nach d fliesse, in dem auf der Ebene errichteten Loth NO. Findet nun irgend eine Wirkung von cd auf ab statt, so muss diese in die entgegengesetzte übergehen, wenn cd durch O nach der Seite OP der Ebene fortgeschoben wird, denn in diesem Fall fliesst der Strom von der das Element ab enthaltenden Ebene $IKLM$ fort, während er im ersteren zu ihr hinströmt. — Die Umkehr der Wirkung 20

wird eintreten, wenn das Element *cd* durch die Ebene *IKLM* hindurchgeht, also sich in *O* befindet. Dann kann keine Einwirkung des Elementes auf *ab* stattfinden.

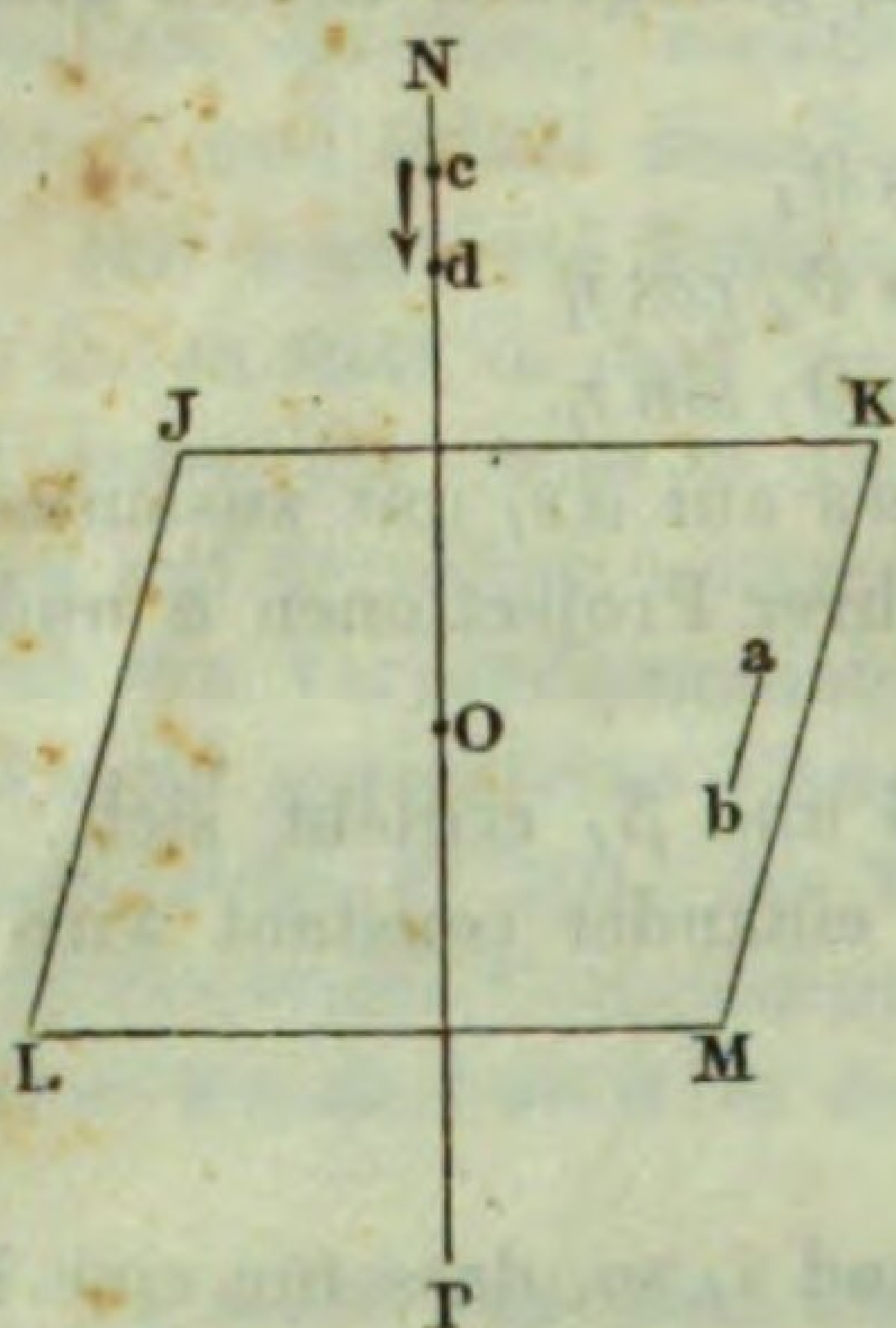
Die Gesammtanziehung oder Abstossung von ds auf ds_I reducirt sich also auf die Summe $I_{\beta\beta_I} + I_{\alpha\alpha_I}$ und es ist:

$$I = \frac{ii_I\, ds\, ds_I}{r^n} (K \cos\vartheta \cos\vartheta_I + \sin\vartheta \sin\vartheta_I \cos\eta) \quad . \quad . \quad (2)$$

In dieser Formel sind noch n und K zu bestimmen.

Gehören die Elemente ds und ds_I zwei geschlossenen Strömen an, so wird die Anziehung dieser letzteren sich durch das Integral der Wechselwirkungen ihrer Elemente darstellen. Nun bleibt nach dem §. 16 beschriebenen Versuch, wenn jene geschlossenen Curven einander ähnlich sind, beide z. B. Kreise bilden, die Wirkung I ungeändert, wenn zugleich die Grösse von ds und ds_I, so wie der entsprechende Abstand beider Elemente r sich verdoppelt. Dies ist nur möglich, wenn die unter dem Integralzeichen stehenden Werthe die Dimension Null in Bezug auf jene Längenwerthe haben, d. i. wenn r in deren Nenner in der zweiten Potenz vorkommt, oder

Fig. 26.



$$n = 2$$

ist.

Die Wechselwirkung zweier Elemente ist also dem Quadrat ihrer Entfernung umgekehrt proportional; demnach

$$I = \frac{ii_I\, ds\, ds_I}{r^2} (K \cos\vartheta \cos\vartheta_I + \sin\vartheta \sin\vartheta_I \cos\eta).$$

21 Es bleibt nun nur noch der Werth K zu bestimmen übrig.

Wir führen hierzu den Winkel ε ein, welchen die Elemente ds und ds_I im Raume mit einander machen. Dann ist:

$$\cos\varepsilon = \cos\vartheta \cos\vartheta_I + \sin\vartheta \cdot \sin\vartheta_I \cos\eta,$$

$$\text{also } I = \frac{ii_I\, ds\, ds_I}{r^2} [\cos\varepsilon - (1 - K) \cos\vartheta \cos\vartheta_I] \quad . \quad (3)$$

Wir wollen jetzt das Coordinatensystem so verlegen, dass die Coordinaten des Mittelpunktes A von ds gleich xyz, die des Mittelpunktes A_I von ds_I gleich $x_I y_I z_I$ sind. Dann ist der Abstand AA_I:

$$r^2 = (x_I - x)^2 + (y_I - y)^2 + (z_I - z)^2,$$

$$-r\frac{dr}{ds} = (x_I - x)\frac{dx}{ds} + (y_I - y)\frac{dy}{ds} + (z_I - z)\frac{dz}{ds} = r\cos\vartheta;$$

$$\text{ebenso } +r\frac{dr}{ds_I} = (x_I - x)\frac{dx_I}{ds_I} + (y_I - y)\frac{dy_I}{ds_I} + (z_I - z)\frac{dz_I}{ds_I} = r\cos\vartheta_I.$$

Wird $r\frac{dr}{ds}$ noch einmal nach s_{I} differenzirt, so erhält man:

$$r\frac{d^2r}{ds\,ds_{I}}+\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_{I}}=-\left(\frac{dx}{ds}\frac{dx_{I}}{ds_{I}}+\frac{dy}{ds}\frac{dy_{I}}{ds_{I}}+\frac{dz}{ds}\frac{dz_{I}}{ds_{I}}\right)=-\cos\varepsilon.$$

Führt man diese Werthe für $\cos\vartheta$, $\cos\vartheta_{I}$ und $\cos\varepsilon$ in I ein, so ist:

$$I=-\frac{ii_{I}\,ds\,ds_{I}}{r^2}\left(r\frac{d^2r}{ds\,ds_{I}}+K\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_{I}}\right).$$

Wird Zähler und Nenner mit r^{K-1} multiplicirt, so ergiebt sich:

$$I=-\frac{ii_{I}\,ds\,ds_{I}}{r^{K+1}}\left(\frac{d\,r^K\frac{dr}{ds}}{ds_{I}}\right)=+\frac{ii_{I}\,ds\,ds_{I}}{r^{K+1}}\left(\frac{d\,r^K\cos\vartheta}{ds_{I}}\right)\quad . \quad . \quad (4)$$

Gehört das Element ds_{I} einem in sich geschlossenen Kreise an, durch welchen der Strom i_{I} fliesst, so ist die Componente der Wirkung dieses Stromes auf ds nach der Richtung des Elementes ds selbst gleich Null (§. 17). Die Componente der Wirkung von ds_{I} auf ds in der Richtung von ds wird erhalten, wenn man I mit $\cos\vartheta$ multiplicirt. Die Gesammtwirkung eines geschlossenen Leiters, dessen Element ds_{I} ist, auf ds und in der Richtung von ds, wäre demnach:

$$ii_{I}\,ds\int\frac{\cos\vartheta}{r^{K+1}}\,\frac{d\,(r^K\cos\vartheta)}{ds_{I}}\,ds_{I}=0.$$

Durch partielle Integration ergiebt sich:

$$I=ii_{I}\,ds\left(\frac{\cos^2\vartheta}{2\,r}+\frac{2\,K+1}{2}\int\frac{\cos^2\vartheta}{r^2}\,dr\right)=0.$$

Beim Einsetzen der Grenzen fällt das erste Glied fort, und es muss sein:

$$\frac{2\,K+1}{2}\int\frac{\cos^2\vartheta}{r^2}\,dr=0.$$

Da nun nicht für jede geschlossene Curve das Integral Null zu sein braucht, so kann diese Gleichung nur stattfinden, wenn:

$$2\,K+1=0$$
$$K=-{}^1\!/_2.$$

Setzen wir dies in die Gleichung 3. oder 4. ein, so erhalten wir die Grundformel für die Wirkung der zwei von den Strömen i und i_{I} durchflossenen Elemente ds und ds_{I}:

$$I=\frac{ii_{I}\,ds\,ds_{I}}{r^2}\left(\cos\varepsilon-{}^3\!/_2\cos\vartheta\cos\vartheta_{I}\right)$$

$$=-\frac{ii_{I}\,ds\,ds_{I}}{\sqrt{r}}\cdot\frac{d\left(r^{-\frac{1}{2}}\frac{dr}{ds}\right)}{ds_{I}}\quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Liegen die Elemente ds und ds_{I} parallel, und ist der Strom in ihnen gleich gerichtet, so findet Anziehung statt. — In diesem Fall ist:

$\angle\,\varepsilon=0$, $\cos\varepsilon=1$, $\angle\,\vartheta=\angle\,\vartheta_{I}=90^0$, $\cos\vartheta=\cos\vartheta_{I}=0$, und

$$I_\beta=\frac{ii_{I}\,ds\,ds_{I}}{r^2}.$$

Bezeichnen wir nun diejenige Kraft, welche die Entfernung der Elemente zu vergrössern strebt, mit dem positiven Zeichen, so ist die Kraft I_β, welche dieselbe vermindern würde, mit dem negativen Zeichen zu versehen, ebenso also auch die Ausdrücke 3. und 4. Es wird so schliesslich die Formel für die Wechselwirkung der Stromelemente:

$$I = -\frac{i i_{,} ds\, ds_{,}}{r^2} (\cos\varepsilon - {}^3/_2 \cos\vartheta \cos\vartheta_{,}) \quad . \; . \; \text{a.}$$

$$= \frac{i i_{,} ds\, ds_{,}}{\sqrt[2]{r}} \cdot \frac{d\left(r^{-1/2}\frac{dr}{ds}\right)}{ds_{,}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; \text{b.} \; . \; . \; . \; (6)$$

$$= -\frac{i i_{,} ds\, ds_{,}}{r^2}\left({}^1/_2 \frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_{,}} - r\frac{d^2 r}{ds\, ds_{,}}\right) \quad . \; . \; \text{c.}$$

wo in letzterem Ausdruck

$$-\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_{,}} = \cos\vartheta\cos\vartheta_{,},$$

$$r\frac{d^2 r}{ds\, ds_{,}} + \frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_{,}} = -\cos\varepsilon \text{ [1]}$$

ist.

22 Aus dieser allgemeinen Formel ergiebt sich zunächst folgende Schlussfolgerung.

Liegen die Elemente ds und $ds_{,}$ in einer geraden Linie hinter einander, und sind beide von demselben Strom durchflossen, so ist in der Formel 6 a.: $\varepsilon = 0$, $\vartheta = \vartheta_{,} = 0$, $i = i_{,}$, also die Wechselwirkung:

$$I_\alpha = + \frac{ii\, ds\, ds_{,}}{2 r^2}.$$

Die zwischen den Elementen wirkende Kraft sucht also ihre gegenseitige Entfernung zu vergrössern, die Elemente stossen einander ab, wie dies sich auch aus den Versuchen der §§. 6 und 7 ergiebt.

Liegen die Elemente parallel neben einander im Abstande r, und ist die Stromesrichtung in ihnen entgegengesetzt, so wäre dann ihre Abstossung:

$$I_{-\beta} = + \frac{ii\, ds\, ds_{,}}{r^2},$$

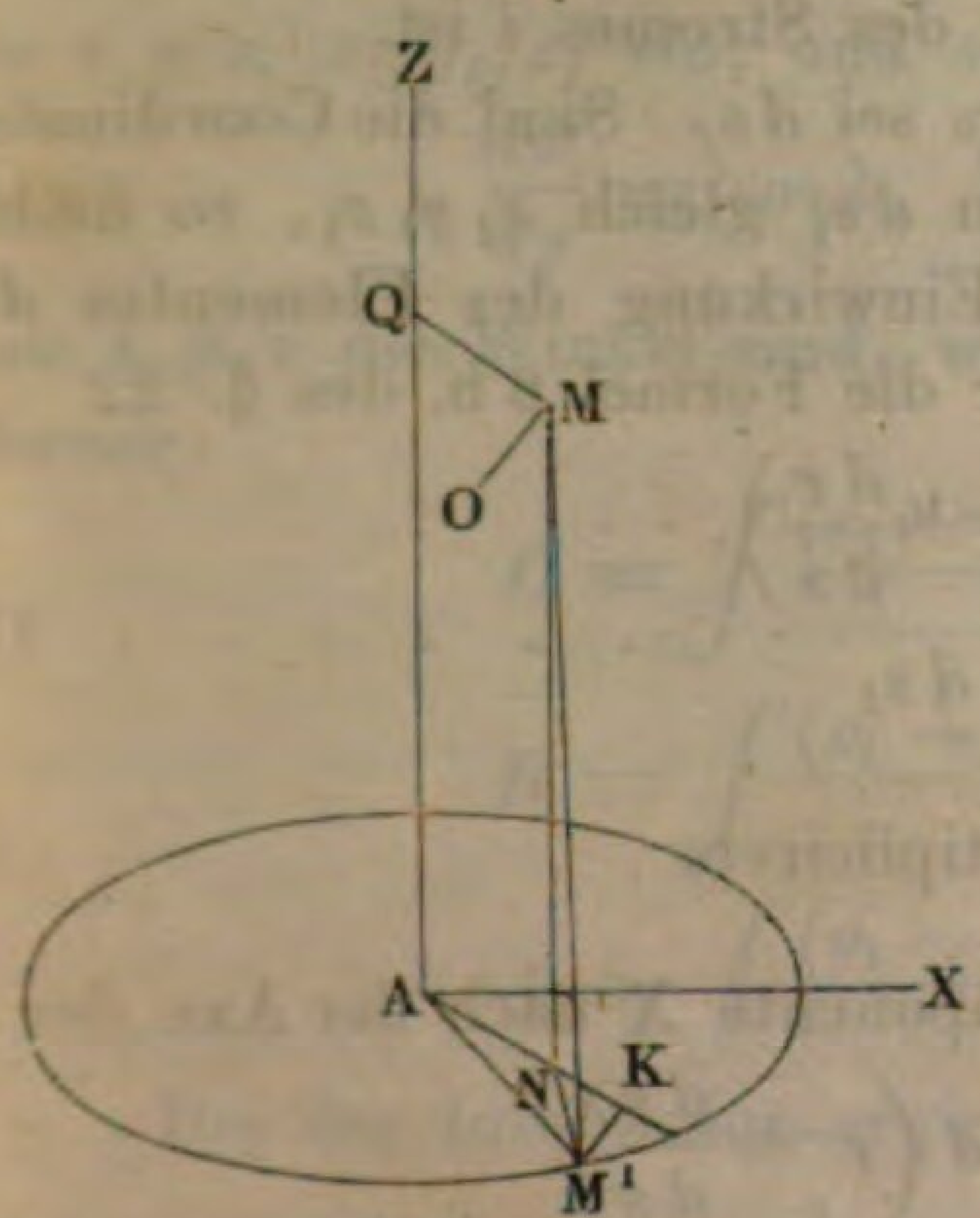
also gerade doppelt so gross, wie wenn die Elemente in einer geraden Linie hinter einander liegen.

[1]) Eine von der Theorie von Ampère abweichende Theorie ist von Grassmann, Pogg. Ann. Bd. LXIV, S. 1, 1845,* gegeben worden. Nach derselben würden sich zwei auf einander folgende in gleicher Richtung vom Strom durchflossene Elemente nicht abstossen, während nach der Theorie von Ampère zwei parallele gleich gerichtete Stromelemente nicht auf einander einwirken, wenn sie mit ihrer Verbindungslinie einen Winkel ϑ machen, für den $\cos\vartheta = \sqrt{{}^2/_3}$ ist. Die Theorie von Grassmann giebt für geschlossene Ströme dieselben Resultate wie die von Ampère aufgestellte Theorie; für nicht in sich geschlossene Ströme ist sie noch nicht bestätigt worden.

Wir wollen zugleich diese Ausdrücke benutzen, um den §. 13 ange- 23
führten Satz zu beweisen, dass ein horizontaler Kreisstrom einen Leiter, dessen beide Enden sich in seiner Axe befinden, nicht in continuirliche Rotation versetzen kann [1]).

Es seien M und M^1 (Fig. 27) Elemente des Leiters und des Kreisstromes. Wir fällen auf die verticale Axe AZ und die Ebene des Kreisstromes von M die Lothe MQ und MN, ziehen die Radien AN und AM^1 und verbinden M mit M^1. — Dann ist $MM^{1\,2} = NM^2 + AN^2 + AM^{1\,2} - 2\,AN\,.\,AM^1 \cos M^1AN$. Ist nun der Abstand $MM^1 = r$, $QM = AN = u$, $NM = Z$, der Radius des Kreisstromes $AM^1 = a$, der Winkelabstand von AN und AM^1 von einem festen Radius AX des Kreises gleich t und t^1, so ist nach obiger Gleichung:

Fig 27.



$$r^2 = Z^2 + a^2 + u^2 - 2\,au\cos(t^1 - t).$$

Für verschiedene Punkte M^1 des Kreisstromes ändert sich nur der Winkel t^1. Das Differential von r, in Bezug auf diese Veränderung ist demnach: $dr = \dfrac{au\sin(t^1 - t)\,dt^1}{r}$

und nach Formel 6 b. die Wirkung zwischen M und M^1:

$$I = -\,a\,i\,i_1\,dt'\,r^{-1/2}\,\frac{d\left\{r^{-3/2}\,u\sin(t' - t)\right\}}{ds_1}\,ds_1.$$

Fällt man von M^1 auf Radius AN das Loth M^1K und errichtet in M auf der Ebene $MZAN$ ein Loth MO, in dessen Richtung das auf M ausgeübte Drehungsmoment wirkt, so ist MO parallel M^1K, und die in dieser Richtung wirkende Componente von I gleich:

$$\frac{M^1K}{MM^1}\,I \text{ oder gleich } \frac{a\sin(t^1 - t)}{r}\,I.$$

Diese Componente muss mit $QM = u$ multiplicirt werden, um das Drehungsmoment D selbst zu erhalten. Dasselbe ist nun:

$$D = -\,a^2\,i\,i_1\,dt'\,r^{-3/2}\,u\sin(t' - t)\,\frac{d\left\{r^{-3/2}\,u\sin(t' - t)\right\}}{ds_1}\,ds_1.$$

Ist nun M das Element eines Leiters, dessen Enden in der Axe AZ liegen, so ist dieser Ausdruck zwischen zwei Grenzen zu integriren, für welche $u = 0$ ist. Da D aber ein vollständiges Differential darstellt, so wird der Werth seines Integrals für gleiche Werthe der Grenzen derselbe sein, welche Beziehungen auch zwischen den Variabelen bestehen, d. h. das Integral wird Null. — Hätte man den Werth K ($= -\,1/2$) noch

[1]) **Ampère**, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 418. 1822.*

unbestimmt gelassen, so könnte man auch aus der Bedingung, dass D ein vollständiges Differential ist, den Werth für K ableiten.

24 Als Beispiel der Anwendung der aufgestellten Formeln berechnen wir ferner die Einwirkung eines in sich geschlossenen Leiters, der von einem Strome von der Intensität i_I durchströmt wird, auf ein Element ds eines anderen Leiters, in welchem die Intensität des Stromes i ist.

Das Element des geschlossenen Leiters sei ds_I. Sind die Coordinaten von ds, wie in §. 21, gleich $x\,y\,z$, die von ds_1 gleich $x_1\,y_1\,z_1$, so finden wir zunächst die drei Componenten der Einwirkung des Elementes ds_I auf ds nach der Axe der x, y, z, wenn wir die Formel 6 b. des §. 22

$$I = \frac{i\,i_1\,ds\,ds_1}{\sqrt{r}} \cdot \frac{d\left(r^{-1/2}\frac{dr}{ds}\right)}{ds_I} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; (1)$$

resp. mit $\frac{x_1 - x}{r}$, $\frac{y_1 - y}{r}$, $\frac{z_1 - z}{r}$ multipliciren.

Wir betrachten vorläufig nur die Componente X nach der Axe der x. Sie ist

$$X = \frac{i\,i_1\,ds\,ds_1}{\sqrt{r^3}}\,(x_1 - x) \cdot \frac{d\left(r^{-1/2}\frac{dr}{ds}\right)}{ds_I} \quad . \; . \; . \; . \; . \; (2)$$

Dieser Ausdruck lässt sich umformen in

$$X = \tfrac{1}{2}\,i\,i_I \left[\frac{d\left(\frac{x_I - x}{r^2}\cdot\frac{dr}{ds}\right)}{ds_I} + \frac{(x_I - x)^2}{r^3} \cdot \frac{d\left(\frac{r\frac{dr}{ds}}{x_I - x}\right)}{ds_I}\right] ds\, ds_I$$ [1]).

Den Ausdruck der Componente (X) der Wirkung des ganzen geschlossenen Leiters auf ds erhält man durch Integration von X nach ds_I. Dann ist

$$(X) = \tfrac{1}{2}\,i\,i_I \left[\frac{x_I - x}{r^2}\cdot\frac{dr}{ds} + \int \frac{(x_I - x)^2}{r^3} \cdot \frac{d\left(\frac{r\frac{dr}{ds}}{x_I - x}\right)}{ds_I}\,ds_I\right] ds.$$

Beim Einsetzen der Grenzen für den geschlossenen Strom fällt das erste Glied fort, und es bleibt

$$(X) = \tfrac{1}{2}\,i\,i_I\,ds \int \frac{(x_I - x)^2}{r^3} \cdot \frac{d\left(\frac{r\frac{dr}{ds}}{x_I - x}\right)}{ds_I} \cdot ds_I.$$

[1]) Nach der Formel $u\,dv = \frac{d\,uv + u^2\,d\left(\frac{v}{u}\right)}{2}$, in der $u = \frac{x_1 - x}{\sqrt{r^3}}$, $dv = \frac{d\left(r^{-1/2}\frac{dr}{ds}\right)}{ds_I}$ gesetzt wird.

Für den Werth X in der Gleichung (2) können wir also setzen:

$$X = \tfrac{1}{2}\, i i_{\prime}\, \frac{(x_{\prime} - x)^2}{r^3} \cdot \frac{d\left(\dfrac{r\,\dfrac{dr}{ds}}{x_{\prime} - x}\right)}{d s_{\prime}}\, d s_{\prime} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Wir führen unter dem Differentialzeichen für r und dr ihre Werthe in $x, y, z,\ x_{\prime}, y_{\prime}, z_{\prime}$ ein, und setzen sodann

$$\frac{dx}{ds} = \cos\lambda,\quad \frac{dy}{ds} = \cos\mu,\quad \frac{dz}{ds} = \cos\nu,$$

wo λ, μ, ν die Winkel sind, welche ds mit den Axen macht. Wir setzen ferner:

$$\begin{aligned} C &= \int \frac{(x_1 - x)\, d y_1 - (y_1 - y)\, d x_1}{r^3} \\ B &= \int \frac{(z_1 - z)\, d x_1 - (x_1 - x)\, d z_1}{r^3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4) \\ A &= \int \frac{(y_1 - y)\, d z_1 - (z_1 - z)\, d y_1}{r^3} \end{aligned}$$

Bei der Integration ergiebt sich dann:

$$(X) = -\frac{1}{2}\, i i_1 \,(C \cos\mu - B \cos\nu)\, ds$$

und ebenso bei Vertauschung der Buchstaben

$$\begin{aligned} (Y) &= -\frac{1}{2}\, i i_1 \,(A \cos\nu - C \cos\lambda)\, ds \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5) \\ (Z) &= -\frac{1}{2}\, i i_1 \,(B \cos\lambda - A \cos\mu)\, ds. \end{aligned}$$

Die Werthe A, B, C werden die Determinanten des Stromes genannt.

Liegt das Element ds im Anfangspunkt der Coordinaten, so ändern sich die Ausdrücke der Determinanten um in:

$$\begin{aligned} C_0 &= \int \frac{x_1\, d y_1 - y_1\, d x_1}{r^3} \\ B_0 &= \int \frac{z_{\prime}\, d x_{\prime} - x_1\, d z_1}{r^3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6) \\ A_0 &= \int \frac{y_{\prime}\, d z_1 - z_{\prime}\, d y_{\prime}}{r^3}. \end{aligned}$$

Die gemeinschaftliche Resultante R der Einwirkung des geschlossenen Stromes auf das Element ist

$$R = \sqrt{(X)^2 + (Y)^2 + (Z)^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Die Cosinus der Winkel, welche die Resultante mit den Axen macht, sind:

$$\frac{(X)}{R},\quad \frac{(Y)}{R},\quad \frac{(Z)}{R}.$$

Werden diese Werthe mit $\frac{dx}{ds}$, $\frac{dy}{ds}$, $\frac{dz}{ds}$, d. i. den Cosinus der Winkel multiplicirt, welche das Element ds mit den Coordinatenaxen macht, und die Producte addirt, so erhält man

$$(X)\,dx + Y(dy) + (Z)\,dz = 0.$$

Es steht mithin die Resultante R auf dem Element ds senkrecht.

Werden dieselben Werthe resp. mit A, B und C multiplicirt und addirt, so erhält man ebenfalls:

$$A(X) + B(Y) + C(Z) = 0.$$

Zieht man nun durch das Element ds eine Linie, welche mit den Axen die Winkel ξ, η, ζ macht, so dass

$$cos\,\xi = \frac{A}{D},\quad cos\,\eta = \frac{B}{D},\quad cos\,\zeta = \frac{C}{D},$$

$$\text{wo } D = \sqrt{A^2 + B^2 + C^2},$$

so steht diese Linie auf der Resultante R senkrecht. Man bezeichnet diese Linie mit dem Namen der Directrix. Ihre Richtung ist völlig unabhängig von der Richtung des Elementes ds, da in den Werthen A, B, C diese Richtung nicht vorkommt. Führt man den Werth D in die Gleichung (7) ein, so erhält man

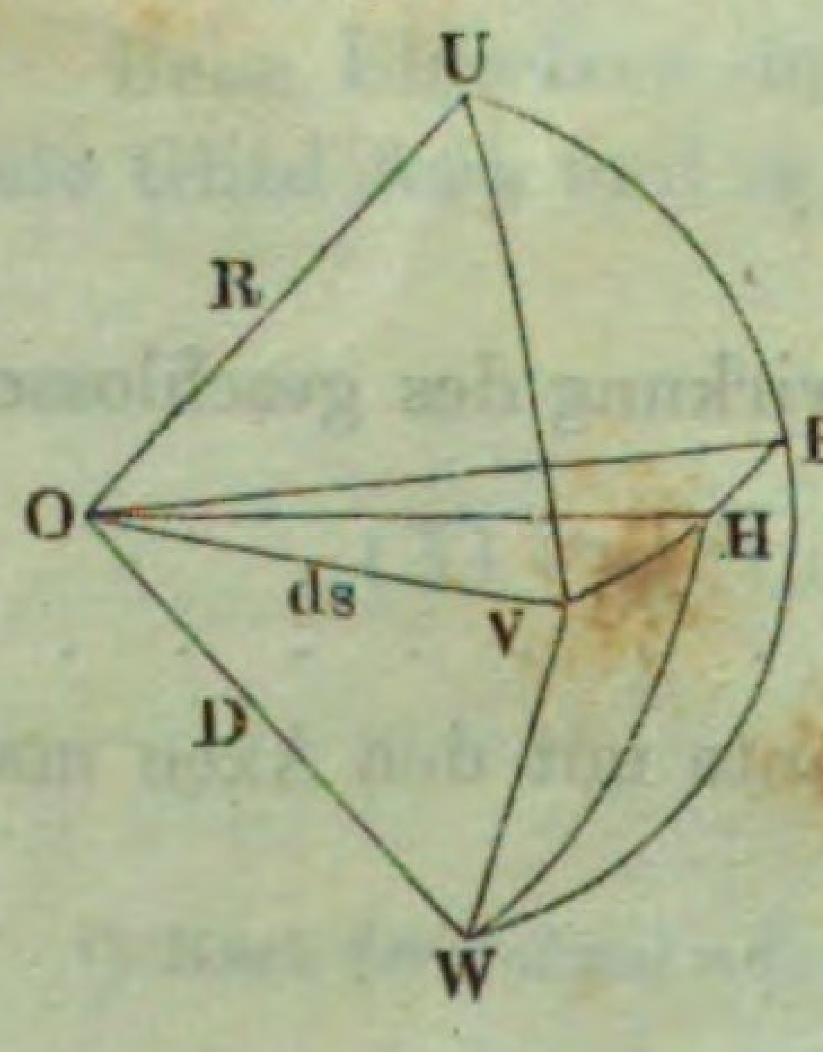
$$R = \frac{1}{2} D i i_1 ds \sqrt{(cos\,\zeta\, cos\,\mu - cos\,\eta\, cos\,\nu)^2 + (cos\,\xi\, cos\,\nu - cos\,\zeta\, cos\,\lambda)^2 + (cos\,\eta\, cos\,\lambda - cos\,\xi\, cos\,\mu)^2}.$$

Bezeichnet man den Winkel zwischen dem Element ds und der Directrix mit ε, so ist der Werth unter dem Wurzelzeichen gleich $sin\,\varepsilon$, also

$$R = \frac{1}{2} D i i_1\, ds\, sin\,\varepsilon.$$

25 Will man bestimmen, welches die Componente dieser Gesammtwirkung R des geschlossenen Stromes auf das Element ds in einer Ebene sei, welche das Element ds in sich enthält, und mit der durch ds und D gelegten Ebene den Winkel φ, mit R also den Winkel $90 - \varphi$ macht, so denke man sich um den Coordinatenmittelpunkt O eine Kugelfläche gelegt. Diese werde von R im Punkt U (Fig. 28) von der Verlängerung von ds in V, von D in W, von der neuen Ebene in einem Bogen VE geschnitten, indem eine durch R und D gelegte Ebene die neue Ebene in der Linie OE schneide. Eine auf OVE senkrechte, durch die Directrix OW gelegte Ebene schneide Ebene OVE in Linie OH. Bogen HW sei gleich ψ. Nun ist

Fig. 28.



$$\text{Bogen } VW = \varepsilon,$$
$$\text{Winkel } HVW = \varphi.$$

Da R auf der durch ds und D gelegten Ebene senkrecht steht, so ist die Componente ϱ von R in der neuen Ebene OVE:

$$\varrho = R \sin \varphi = -\frac{1}{2} i i_1 \, ds \, D \, . \sin \varepsilon \sin \varphi.$$

Im Dreieck VHW ist aber:

$$\sin HW : \sin VW = \sin HVW : \sin VHW,$$

d. i.

$$\sin \psi : \sin \varepsilon = \sin \varphi : 1$$

$$\sin \varepsilon \, . \sin \varphi = \sin \psi$$

$$\varrho = -\frac{1}{2} i i_1 \, ds \, . D \, . \sin \psi.$$

Dieser Ausdruck ist durchaus von der Richtung des Elementes ds unabhängig. Wenn daher das Element ds um einen in seiner Verlängerung liegenden festen Punkt sich drehen kann, und der auf dasselbe wirkende geschlossene Strom so weit von demselben entfernt ist, dass die bei jener Drehung eintretende Aenderung der Abstände des Elementes von den einzelnen Elementen des letzteren vernachlässigt werden kann, so wird der Werth der Resultante ϱ sich nicht ändern, wenn das Element ds um den festen Punkt gedreht wird. Da diese Resultante nun auch stets auf dem Element ds senkrecht steht, so kommt dasselbe dadurch in eine beständige Rotation von zunehmender Geschwindigkeit um den festen Punkt. Hat man statt des einen Elementes mehrere mit einander verbundene, welche alle der oben ausgesprochenen Bedingung genügen, so rotiren sie gemeinschaftlich, wie dies durch die §. 9 bis 13 beschriebenen Versuche sich bestätigt.

Nach der Aufstellung dieser Formeln ist es nur noch eine Aufgabe 26
der Rechnung, die Einwirkung eines beliebig gestalteten Schliessungskreises auf ein Stromelement oder auf einen zweiten Schliessungskreis zu bestimmen.

Mehrere Beispiele hiervon hat Ampère berechnet, so die Einwirkung zweier geradliniger Stromesleiter, welche in einer oder verschiedenen Ebenen liegen u. s. f.

Auch Plana [1]) hat die Wirkung zweier in einer Ebene liegender kreisförmiger Ströme und eines kreisförmigen und eines elliptischen Stromes von den Intensitäten i und i' berechnet. — Die Wirkung zweier Kreisströme, deren Flächenräume λ und λ', deren Radien m und m' sind und deren Mittelpunkte den Abstand r haben, ergiebt sich nach einer Correction von Kirchhoff [2]):

$$A = \frac{3}{2} i i' \frac{\lambda \lambda'}{r^4} + \frac{45}{16} i i' \frac{\lambda \lambda' (m^2 + m'^2)}{r^6} + \cdots$$

[1]) Plana, Giorn. arcad. T. CXI, p. 3.

[2]) Kirchhoff, Jahresber. der physikal. Gesellschaft 1848, S. 336.*

Für die Wirkung eines Kreisstromes und eines elliptischen Stromes ergiebt sich das erste Glied der die Wechselwirkung bezeichnenden Formel ebenfalls

$$A = \frac{3}{2}\, i\, i' \,\frac{\lambda \lambda'}{r^4}.$$

Kann man also die, die höheren Potenzen enthaltenden Glieder der Dimensionen (Radien) der Ströme gegen ihre Entfernung vernachlässigen, so drückt die letzte Formel in beiden Fällen ihre Wechselwirkung aus [1]).

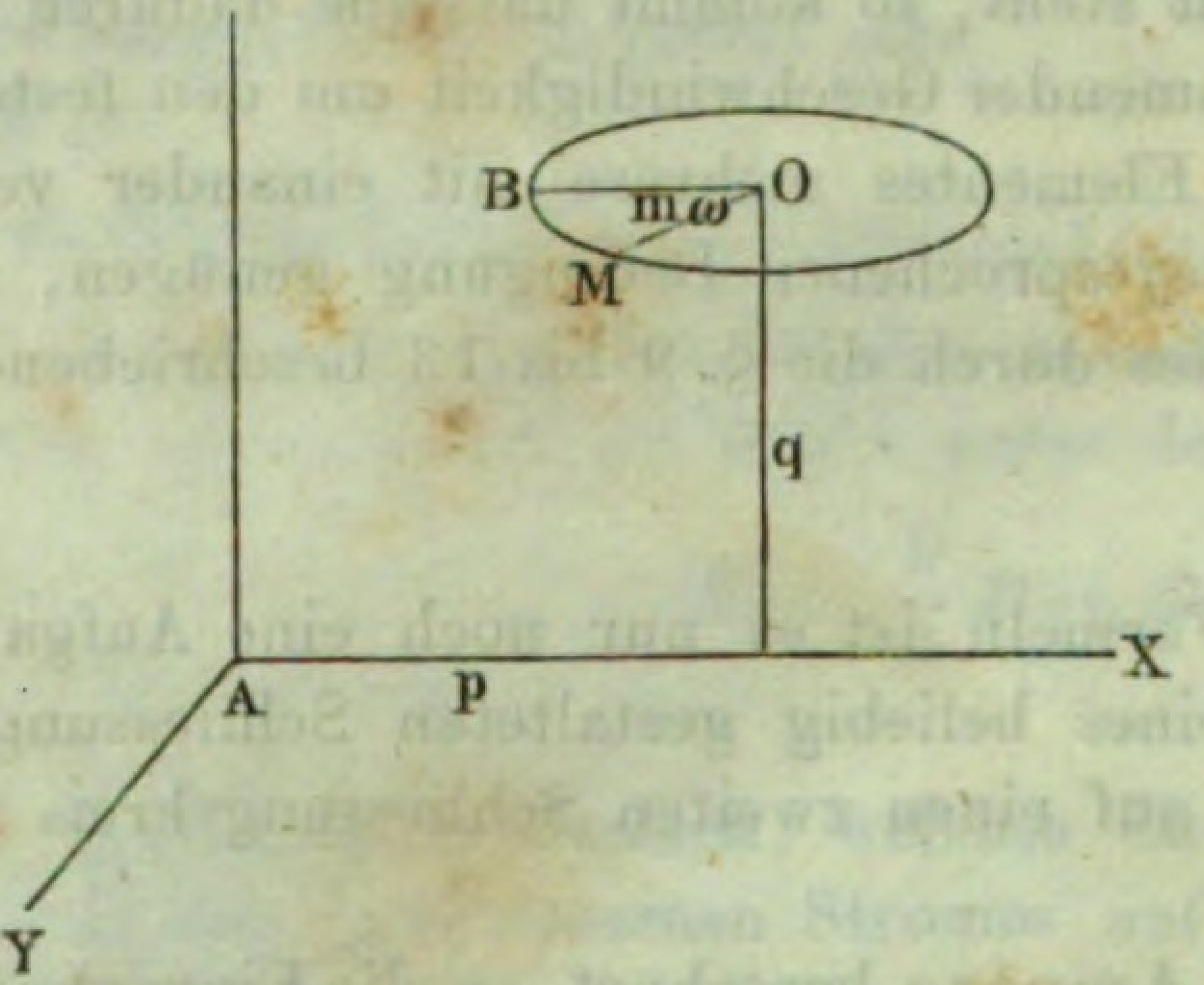
Da indess die Lösung dieser Aufgaben in physikalischer Beziehung nur in ganz speciellen Fällen ein grösseres Interesse darbietet, wollen wir uns mit der Andeutung der Ausführung eines einzigen Beispieles begnügen.

27 Es liege das Element ds_I (Fig. 29) im Anfangspunkt der Coordinaten A. Es gehöre das Element ds einem Kreise O vom Radius m an, dessen Ebene der XY-Ebene parallel sei, und dessen Mittelpunkt in der XZ-Ebene liege. Es sind dann die Coordinaten des Mittelpunktes O

$$x_0 = p, \qquad y_0 = o, \qquad z_0 = q,$$

und die Coordinaten eines Punktes M, welcher um den Winkel ω von dem Punkte B der Peripherie des Kreises abliegt, der durch den durch O parallel mit der X-Axe gezogenen Radius OB bestimmt ist:

Fig. 29.



$$x = p - m \cos \omega,$$
$$y = m \sin \omega,$$
$$z = q.$$

Die Werthe C_0, B_0, A_0 werden bei Einführung dieser Werthe und bei partieller Integration, wenn man den Werth r und dr in x, y und z ausdrückt und für ω die Grenzen 0 und 2π einführt:

$$C_0 = 3\, m^2 p^2 \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega \, d\omega}{r^5} - m^2 \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^5}$$

$$B_0 = 0$$

$$A_0 = -\, 3\, m^2\, p\, q \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega \, d\omega}{r^5}$$

[1]) Am einfachsten kann man diese Aufgaben lösen, indem man die Stromflächen durch zwei mit den entgegengesetzten magnetischen Fluidis beladene magnetische Flächen ersetzt denkt (siehe weiter unten), die Potentiale der letzteren auf einander berechnet, und durch partielle Differentiation nach den betreffenden Richtungen die Anziehungs- oder Abstossungskräfte nach diesen bestimmt (vergl. Kirchhoff l. c.). — [2]) Ampère, Théorie p. 223.* — [3]) Weber, Elektrodynam. Maassbestimmungen I, S. 42. 1846.*

woraus sich ergiebt:

$$(X) = -\frac{1}{2}\, i\, i_1\, ds_I\, m^2 \cos\mu \left(3\, p^2 \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2\omega\, d\omega}{r^5} - \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^5}\right)$$

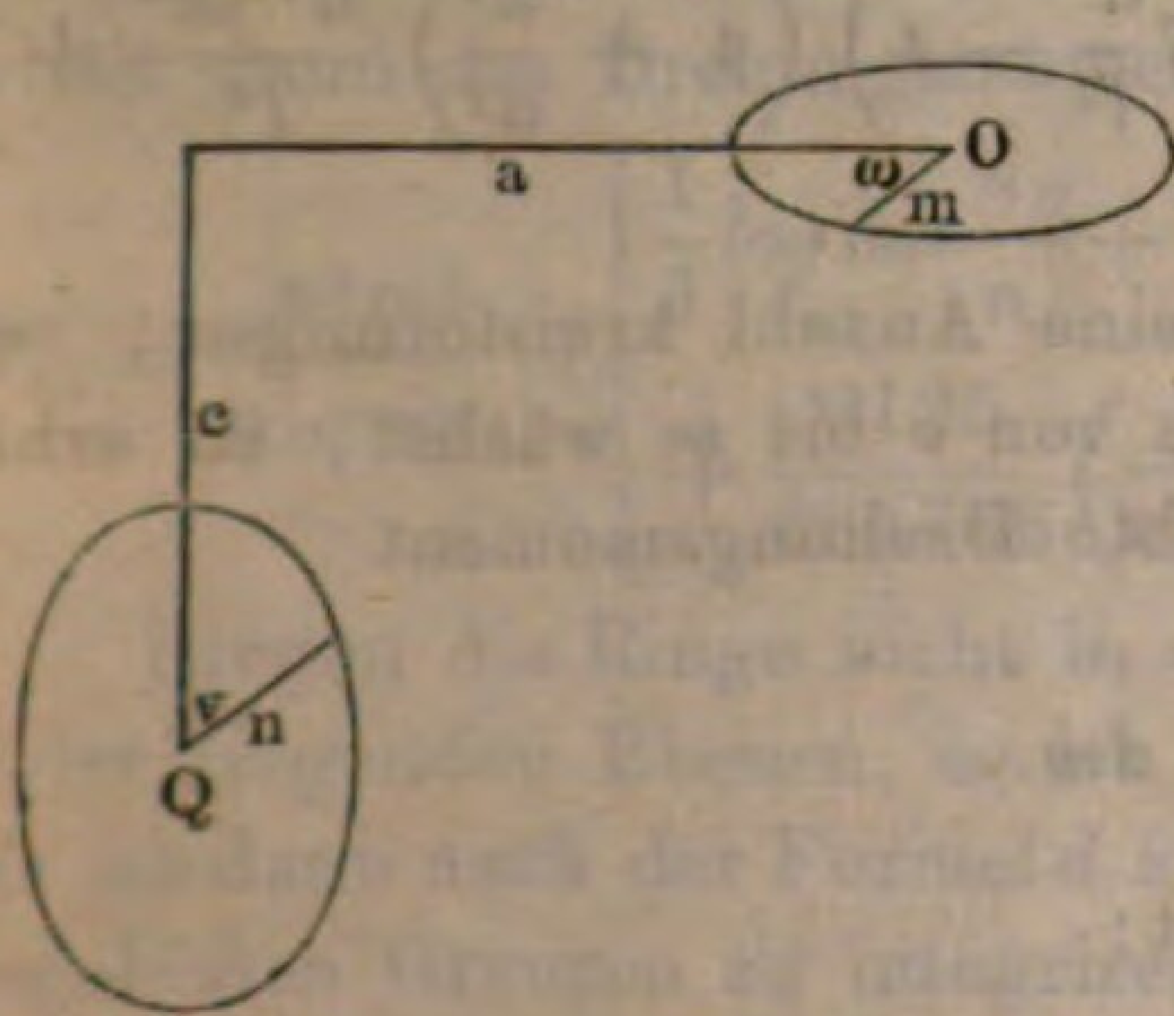
$$(Y) = +\frac{1}{2}\, i i_1 ds_I m^2 \left(3 p q \cos\nu \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2\omega\, d\omega}{r^5} + 3 p^2 \cos\lambda \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2\omega\, d\omega}{r^5} - \cos\lambda \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^5}\right)$$

$$(Z) = -\frac{3}{2}\, i\, i_1\, ds_I m^2 p\, q \cos\mu \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2\omega\, d\omega}{r^5}.$$

Mit Hülfe dieser Ausdrücke lässt sich die Einwirkung des Kreis- 28
stromes O auf einen zweiten Kreisstrom berechnen, von dem ds_I ein Stromelement wäre. Man braucht nur den Mittelpunkt dieses Kreisstromes als Coordinatenanfangspunkt zu betrachten, und die auf das Element ds_I des Kreisumfanges berechnete Wirkung durch Integration auf den ganzen Umfang auszudehnen.

Weber hat auf diese Weise das Drehungsmoment berechnet, welches der erste Kreisstrom auf einen zweiten Kreisstrom vom Radius n ausübt, der in einer auf der Ebene des Kreises O senkrechten Ebene liegt. Es wurde ausserdem angenommen, dass die von dem Mittelpunkt O (Fig. 30) auf die Ebene des Kreises Q, und umgekehrt vom Mittelpunkt des Kreises Q auf die Ebene von O gefällten Lothe in einem Punkt zusammentreffen. Die Länge dieser Lothe sei resp. a und c, und Kreis Q mag sich um das Loth c als Drehungsaxe drehen.

Fig. 30.



Man erhält dann die auf der Ebene des Kreises Q senkrechte Componente der Wirkung des Stromkreises O auf Q.

$$= -\frac{1}{2}\, i i_1 m^2 ds_I \left[3 (a^2 \sin\nu - c n \cos^2\nu) \int_0^{2\pi} \frac{\sin\omega^2 d\omega}{r^5} - \sin\nu \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^3}\right]$$

worin für r der Werth:

$$r^2 = a^2 + c^2 + m^2 + n^2 + 2 c n \sin\nu - 2 m \cos\omega \sqrt{a^2 + n^2 \cos^2\nu} \ldots$$

zu setzen ist.

Ersetzt man in jenem Ausdruck den Werth ds_I durch $n\, d\nu$, multiplicirt denselben mit dem jedesmaligen Abstand $n . \sin\nu$ des Elementes ds_I von der der Z-Axe parallelen Drehungsaxe c, und integrirt zwischen den Grenzen $\nu = 0$ bis $\nu = 2\pi$, so erhält man nach Weber das Drehungsmoment von Q in Bezug auf c:

$$d = -\frac{1}{2} i i_1 m^2 n^2 \int_0^{2\pi} \left[3(a^2 \sin v - cn \cos^2 v) \times \right.$$

$$\left. \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \omega \, d\omega}{r^5} - \sin v \int_0^{2\pi} \frac{d\omega}{r^5} \right] \sin v \, dv.$$

Für die später zu erwähnenden experimentellen Untersuchungen sind drei specielle Fälle dieses Resultates von Bedeutung:

1) wenn die Ebene des Kreises O durch den Mittelpunkt des Kreises Q geht, also $c = 0$ ist;

2) wenn die Ebene des Kreises Q durch den Mittelpunkt von O geht, also $a = 0$ ist;

3) wenn die Mittelpunkte beider Kreise zusammenfallen, also $a = c = 0$ ist.

Führt man diese Bedingungen in die Gleichungen d und r ein, entwickelt $\frac{1}{r^3}$ und $\frac{1}{r^5}$ nach den Potenzen von $\cos\omega$, so erhält man für den ersten Fall das Drehungsmoment:

$$\varDelta = -\frac{\pi^2 m^2 n^2}{2 l^3} i i_1 \left[3\frac{a^2}{l^2} - 2 + \frac{15}{32}\left(7\frac{a^2}{l^2} - 4\right)\left(4 + \frac{n^2}{a^2}\right)\frac{a^2 m^2}{l^4} + \right]$$

wo $l^2 = a^2 + m^2 + n^2 \ldots$

Setzt man an Stelle des Leiters O eine Anzahl kreisförmiger, vom Strom durchflossener Ringe, deren Radius von o bis m wächst, so erhält man das von diesem Leiter auf Q ausgeübte Drehungsmoment

$$\varDelta_l = \int_0^m \varDelta \, dm.$$

Bei Ausführung der Integration folgt:

$$\varDelta_l = -\frac{\pi^2}{2} v^3 n^2 i i_1 S,$$

$$\text{wo } S = \left[\frac{1}{3} - w^2\right] - \frac{3}{2}\left[\frac{3}{5} - w^2 - (3 - 7 w^2) f\right] v^2$$
$$+ \frac{15}{8}\left[\frac{5}{7} - w^2 - 2(5 - 9 w^2) f + 3(5 - 11 w^2) g\right] v^4$$
$$- \frac{35}{16}\left[\frac{7}{9} - w^2 - 3(7 - 11 w^2) f + 11(7 - 13 w^2) g\right] v^6$$
$$+ \frac{315}{256}\left[\frac{9}{11} - w^2 - 4(9 - 13 w^2) f + 26(9 - 15 w^2) g\right] v^8 \ldots$$

Hierin ist

$$\frac{m^2}{a^2 + n^2} = v^2; \quad \frac{n^2}{a^2 + n^2} = w^2; \quad \frac{4 a^2 + n^2}{16(a^2 + n^2)} = f; \quad \frac{8 a^4 + 4 a^2 n^2 + n^4}{64(a^2 + n^2)^2} = g$$

gesetzt.

Für den zweiten Fall erhält man in gleicher Weise:

$$\Delta_{II} = \pi^2 v^3 n^2 i i_1 S,$$

$$\text{wo } S = +\frac{1}{3} - \frac{3}{2}\left(\frac{1}{5} - \frac{10}{3}fg\right)v^2 + \frac{15}{8}\left[\frac{1}{7} + \frac{2}{5}(1-14f)g + 42f^2g^2\right]v^4$$

$$-\frac{35}{16}\left[\frac{1}{9} + \frac{3}{7}(2-18f)g - \frac{54}{5}(1-11f)fg^2 - 572f^3g^3\right]v^6$$

$$+\frac{315}{128}\left[\begin{array}{l}\frac{1}{11} + \frac{4}{9}(3-22f)g + \frac{12}{7}(1-22f+143f^2)g^2 \\ + \frac{1144}{5}(1-10f)f^2g^3 + \frac{24310}{3}f^4g^4\end{array}\right]v^8 \ldots$$

$$\text{wo } \frac{m^2}{c^2+n^2} = v^2;\ \frac{c^2}{c^2+n^2} = f;\ \frac{n^2}{c^2+n^2} = 4gv^2.$$

Besteht der Leiter Q gleichfalls aus mehreren concentrischen Ringen, deren Radien von $n = n_I$ bis $n = n_{II}$ wachsen, so kann man für je zwei gleich weit von dem mittelsten Ringe liegenden Ringen stets annähernd einen doppelten Ring vom mittleren Durchmesser setzen.

Für den dritten Fall muss man, wenn $n > m$ ist, noch einmal eine Integration nach n zwischen den Grenzen n_I und n_{II} vornehmen. Man erhält dann das Drehungsmoment

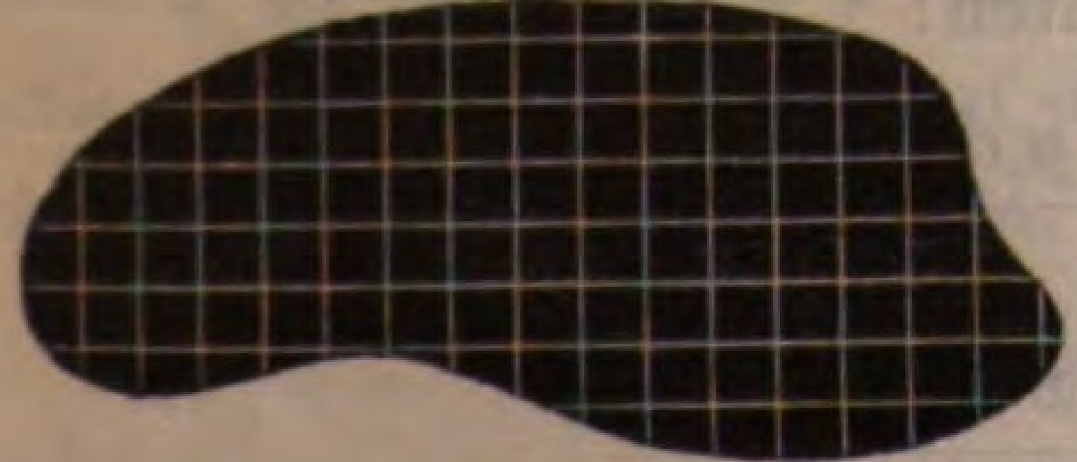
$$\Delta_{III} = \frac{\pi^2 m^3}{n_{II} - n_I} i i_I \left[\begin{array}{l}\frac{1}{3}\log nat \frac{n_{II}}{n_I} + \frac{9}{160}\left(\frac{1}{n_{II}^2} - \frac{1}{n_I^2}\right)m^2 - \frac{225}{14336}\left(\frac{1}{n_{II}^4} - \frac{1}{n_I^4}\right)m^4 \\ + \frac{6125}{884736}\left(\frac{1}{n_{II}^6} - \frac{1}{n_I^6}\right)m^6 + \frac{694575}{184549376}\left(\frac{1}{n_{II}^8} - \frac{1}{n_I^8}\right)m^8 + \ldots\end{array}\right]$$

Liegen die Ringe nicht in einer Ebene, sondern in parallel neben einander liegenden Ebenen, so ist die Wirkung kleiner, als im ersten Falle. Sie ist dann nach der Formel d zu berechnen, welche zwischen den jedesmal gegebenen Grenzen zu integriren ist.

Die Rechnung vereinfacht sich sehr, wenn man statt grösserer end- 29
licher Ströme, unendlich kleine in sich geschlossene Ströme betrachtet. Zu gleicher Zeit dient diese Betrachtung dazu, auf eine bequeme Weise die Wirkung eines grösseren geschlossenen Stromes auf ein Stromelement oder auf einen zweiten geschlossenen Strom zu bestimmen [1]).

Zerlegt man nämlich die von einem geschlossenen Strome (Fig. 31) umkreiste Fläche durch zwei Systeme sich schneidender Parallelen in unendlich viele, unendlich kleine Vierecke, und denkt sich um den Umfang der letzteren galvanische Ströme kreisend, welche mit dem geschlossenen Strom gleiche Intensität und Richtung

Fig. 31.



[1]) Ampère l. c.

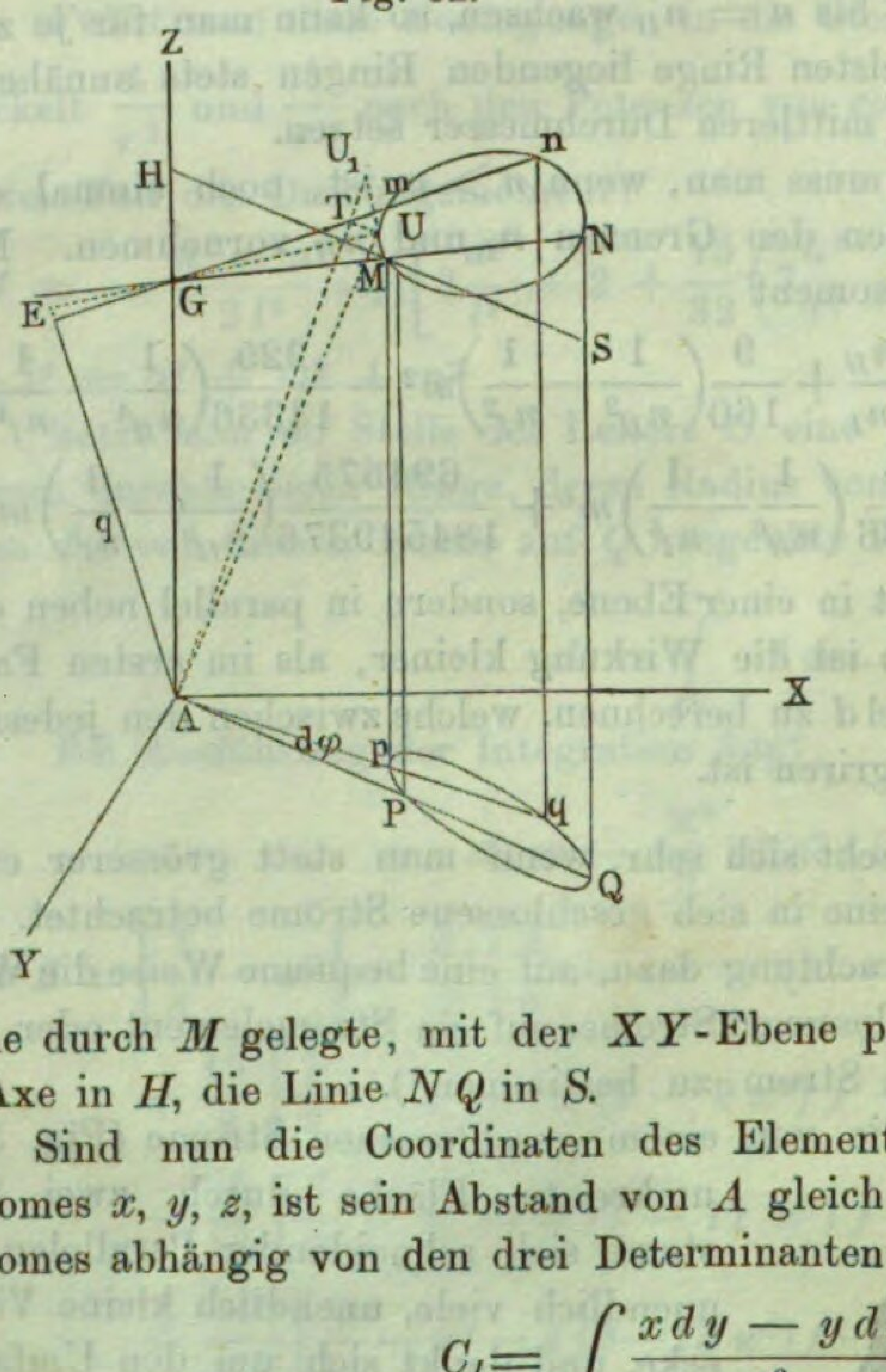
haben, so heben sich sämmtliche im Inneren des geschlossenen Stromes liegende Theile dieser kleinen Ströme auf, und es bleiben nur an Umfang des Systemes die mit dem geschlossenen Strome zusammenfallenden Theile derselben übrig.

Man kann demnach jeden geschlossenen Strom durch ein System unendlich vieler kleiner geschlossener Ströme ersetzen, welche die einzelnen Räume umkreisen, in welche die von ersterem umschlossene Fläche zerlegt werden kann. Es reducirt sich hierdurch die Berechnung der Wirkung eines geschlossenen Stromes auf eine Summation von Wirkungen unendlich kleiner geschlossener Ströme.

30 Wir betrachten wiederum zuerst die Einwirkung eines unendlich kleinen geschlossenen Stromes auf ein Stromelement.

Das Element $ds_{\prime}$ (Fig. 32) liege im Anfangspunkte der Coordinaten. Der geschlossene Strom $MNmn$ befinde sich in einer Ebene, deren Abstand vom Coordinatenanfangspunkt A durch das Perpendikel $AE = q$ gemessen ist. Die Winkel, welche diese Ebene mit den Coordinatenebenen macht, seien ξ, η, ζ. Sie schneide die Z-Axe in Punkt G.

Fig. 32.



Es werden durch die Z-Axe zwei um einen sehr kleinen Winkel $d\varphi$ gegeneinander geneigte Ebenen gelegt. Sie schneiden den geschlossenen Strom in den Punkten M, N, m, n, die Projection desselben auf die XY-Ebene in P, Q, p, q. Eine durch M gelegte, mit der XY-Ebene parallele Ebene schneide die Z-Axe in H, die Linie NQ in S.

Sind nun die Coordinaten des Elementes Mm des geschlossenen Stromes x, y, z, ist sein Abstand von A gleich r, so ist die Wirkung des Stromes abhängig von den drei Determinanten:

$$C_{\prime} = \int \frac{x\,dy - y\,dx}{r^3}$$

$$B_{\prime} = \int \frac{z\,dx - x\,dz}{r^3}$$

$$A_{\prime} = \int \frac{y\,dz - z\,dy}{r^3}$$

Ist der Abstand der Projection Pp des Elementes mM vom Coordinatenanfangspunkt gleich u, so ist

$$\varDelta\, APp = \frac{x\,dy - y\,dx}{2} = \frac{u.u\,d\varphi}{2},$$

also

$$C_I = \int \frac{u^2\,d\varphi}{r^3}.$$

Hat ferner das Element Nn die Coordinaten $x + \delta x,\ y + \delta y,\ z + \delta z$, ist seine Projection Qq vom Coordinatenanfangspunkt um $u + \delta u$ entfernt, so ist für dieses Element die entsprechende Determinante

$$C_{II} = \int \frac{(u + \delta u)^2\,d\varphi}{(r + \delta r)^3}.$$

In den Elementen mM und nN läuft der Strom in entgegengesetzter Richtung. In den Ausdrücken für ihre gemeinschaftliche Wirkung auf das Element $d\,s_I$ kommt daher die Differenz der Determinanten $C_{II} - C_I = C$ vor. Diese Differenz ist

$$C = \int \frac{u^2\,d\varphi}{r^3} - \int \frac{(u + \delta u)^2\,d\varphi}{(r + \delta r)^3} = -\,\delta\left(\int \frac{u^2\,d\varphi}{r^3}\right)$$

oder bei Ausführung der Differenzirung:

$$C = \int \left(\frac{3\,u^2\,\delta r}{r^4} - \frac{2\,u\,\delta u}{r^3}\right) d\varphi.$$

Differenzirt man die Gleichung $r^2 = u^2 + z^2$, so erhält man bei Betrachtung der ähnlichen Dreiecke GHM und MSN für δr den Werth

$$\delta r = \frac{r^2 \cos\zeta - q\,z}{u\,r \cos\zeta}\,\delta u.$$

Beim Einsetzen dieses Werthes in C wird:

$$C = \int \left(\frac{1}{r^3} - \frac{3\,q\,z}{r^5 \cos\zeta}\right) u\,\delta u\,d\varphi.$$

Ist der geschlossene Stromkreis sehr klein, so kann man annehmen, dass r und z in seinem ganzen Unfang sich nur sehr wenig ändern, und dann an ihre Stelle die Werthe l und z_0 setzen, welche sich auf den Schwerpunkt desselben beziehen. Es ist ferner $u\,d\varphi$ der Bogen Pp, δu die Linie PQ, also $u\,\delta u\,d\varphi$ das Viereck $PQpq$, mithin $\int u\,\delta u\,d\varphi$ die Projection des Stromkreises auf die XY-Ebene. Ist der Rauminhalt des geschlossenen Stromes gleich λ, so ist demnach

$$\int u\,\delta u\,d\varphi = \lambda \cos\zeta$$

und

$$C = \left(\frac{1}{l^3}\cos\zeta - \frac{3\,q\,z_0}{l^5}\right)\lambda. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Bei Vertauschung von ζ und z_0 mit ξ und x_0 sowie η und y_0, erhält man analog:

$$B = \left(\frac{1}{l^3} \cos \eta - \frac{3\, q\, y_0}{l^5}\right) \lambda$$
$$A = \left(\frac{1}{l^3} \cos \xi - \frac{3\, q\, x_0}{l^5}\right) \lambda \qquad (1)$$

Mit Hülfe dieser Werthe können wir die Grösse der Directrix $D = \sqrt{A^2 + B^2 + C^2}$ und die auf ihr und dem Elemente $d s_\prime$ senkrechte Resultante der Wirkung $R = -\frac{1}{2} i i_\prime d s_\prime\, D \sin \varepsilon$ berechnen, wo ε den Winkel zwischen D und $ds_\prime$ bezeichnen.

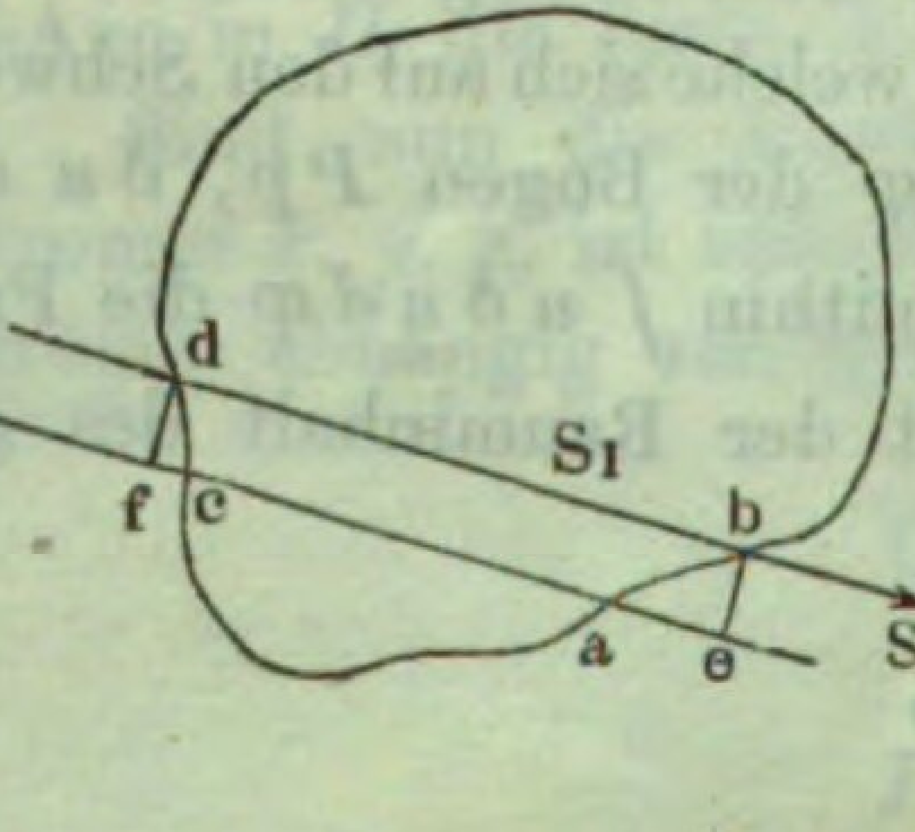
Liegt z. B. das Element $d s_\prime$ und der unendlich kleine Strom in einer Ebene, z. B. der XY-Ebene, so ist $q = 0$, $\cos \xi = \cos \eta = 0$, $\cos \zeta = 1$, $A = B = 0$, $\varepsilon = \frac{\pi}{2}$, also $D = C$ und

$$R = -\frac{1}{2} \frac{i i_\prime d s_\prime \lambda}{l^3} \qquad (2)$$

31 Gehört der unendlich kleine geschlossene Strom einem grösseren in sich geschlossenen ebenen Strome an, der nach Anleitung des §. 29 in kleine Ströme zerlegt ist, so erhält man die Wirkung jenes Stromes auf ein Element $ds_\prime$, welches mit ihm in der XY-Ebene liegt, indem man den kleinen Strom als Element seiner Fläche betrachtet und danach integrirt. Dieses Integral wird dann, wie die Formel 2 des vorigen Paragraphen zeigt, durch den Rauminhalt eines Prismas dargestellt, welches die Ebene des Stromes zur Basis und den umgekehrten Werth der dritten Potenz des Abstandes jedes Punktes seiner Fläche $\left(\frac{1}{l^3}\right)$ von $ds_\prime$ an diesem Punkte selbst zur Höhe hat.

Denken wir uns von dem Schwerpunkt des ersten kleinen Stromes S ein System von dicht neben einander liegenden Linien Sac, Sbd (Fig. 33) durch einen in derselben Ebene liegenden zweiten Strom $S_\prime$ gelegt, so werden wir diese, wenn die Entfernung der Ströme gross ist, als parallel ansehen können. Liegen nun zwischen zwei solchen Linien die Elemente ab und cd des Stromes $S_\prime$, so werden wir diese Elemente in je zwei Componenten zerlegen können, von denen die einen ae und cf in die Richtung der parallelen Linien Sac, Sbd fallen, die anderen be und df auf ihnen senkrecht stehen. Bei der Integration der Wirkungen des Stromes S auf alle Elemente ab und cd des zweiten Stromes heben sich die ersteren Com-

Fig. 33.



ponenten gegenseitig auf. Nur die letzteren bleiben bestehen. Es sei die Länge der auf den Linien Sac und Sbd verticalen Componenten $be = df$ gleich $d\sigma$, der Abstand von ab vom Schwerpunkt S des ersten Stromes gleich r, also der von cd gleich $r + \delta r$, so ist die gemeinsame Wirkung des Stromes S auf die beiden Elemente ab und cd, da sie in entgegengesetzter Richtung vom Strom durchflossen werden, wenn wir die Glieder vernachlässigen, welche die höheren Potenzen von δr enthalten:

$$R = -\frac{1}{2} i i_{\prime} \lambda d\sigma \left(\frac{1}{r^3} - \frac{1}{(r + \delta r)^3}\right) = -\frac{3}{2} \frac{i i_{\prime} \lambda d\sigma \delta r}{r^4}.$$

Der Werth $d\sigma \delta r$ entspricht dem Flächenraum $ebdf$ oder auch $abcd$. Bilden wir daher die Ausdrücke R für alle Elemente des Stromes $S_{\prime}$, so entspricht die Summe dieser Flächenräume dem Flächenraum des Stromes $S_{\prime}$. Nehmen wir dann in allen Fällen für den Werth r den auf den Schwerpunkt des Stromes $S_{\prime}$ bezüglichen Werth r_0, indem wir die kleinen Abweichungen von demselben bei den einzelnen Elementen vernachlässigen, so erhalten wir je

$$(R) = -\frac{3}{2} \frac{i i_{\prime} \lambda \lambda_{\prime}}{r_0^4}.$$

Diese Formel stimmt mit den Formeln überein, welche Plana (§. 26) für die Wirkung kleiner Kreisströme und eines Kreisstromes und elliptischen Stromes auf einander erhalten hat. — Die von Ampère[1]) gegebene Formel $(R) = \frac{i i_{\prime} \lambda \lambda_{\prime}}{r_0^4}$ ist nicht ganz richtig.

Wir wollen den Formeln des §. 29 eine etwas andere Gestalt geben, in der wir sie bei der Vergleichung der magnetischen mit den elektrodynamischen Wirkungen bequem verwenden können. Diese Gestalt der Formeln rührt, wenn ich nicht irre, von Neumann her. 32

Man errichtet auf der Ebene des geschlossenen Stromes $MmNn$ auf Mm (Fig. 32) ein Loth $UU_{\prime}$ und nimmt auf demselben einen Punkt $U_{\prime}$ an, der um den unendlich kleinen Werth dq von der Ebene des Stromes entfernt ist, so dass seine Coordinaten $x + dx$, $y + dy$, $z + dz$ sind, zieht man nun $U_{\prime}A$ und fällt von U auf $U_{\prime}A$ das Loth UT, so ist bei der Kleinheit der Linien $U_{\prime}U$, $U_{\prime}T$, UT Linie $U_{\prime}T = dr$ und, da Dreieck $AET \backsim UU_{\prime}T$, also $\frac{AE}{AT} = \frac{U_{\prime}T}{UU_{\prime}}$ ist, auch $\frac{q}{r} = \frac{dr}{dq}$. Es ist ferner

$$\cos\xi = \frac{dx}{dq},\quad \cos\eta = \frac{dy}{dq},\quad \cos\zeta = \frac{dz}{dq}.$$

Setzt man dies in die Gleichungen 1 des §. 30 ein, und vertauscht wie dort r mit l, so ist

[1]) Ampère, Théorie p. 231.*

$$A = \left(l^{-3}\frac{dx}{dq} - 3xl^{-4}\frac{dl}{dq}\right)\lambda = \lambda\frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq}$$

$$B = \lambda\frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq}$$

$$C = \lambda\frac{d\left(\frac{z}{l^3}\right)}{dq}.$$

Die Componenten der Resultante selbst sind alsdann:

$$X = -\tfrac{1}{2}ii_1\lambda\frac{d\left(\frac{z\,dy_1 - y\,dz_1}{l^3}\right)}{dq}$$

$$Y = -\tfrac{1}{2}ii_1\lambda\frac{d\left(\frac{x\,dz_1 - z\,dx_1}{l^3}\right)}{dq}$$

$$Z = -\tfrac{1}{2}ii_1\lambda\frac{d\left(\frac{y\,dx_1 - x\,dy_1}{l^3}\right)}{dq}.$$

Liegt das Element $ds_{\prime}$ nicht im Anfangspunkt der Coordinaten, sondern sind die Coordinaten desselben $x_1\, y_1\, z_1$, so hat man in diesen Formeln für x, y, z resp. $x - x_1$, $y - y_1$, $z - z_1$ zu setzen.

Die Componenten der Wirkung des geschlossenen Stromes auf das Element $ds_{\prime}$, welches mit den Axen Winkel macht, deren Cosinus $\frac{dx_1}{ds_1}$, $\frac{dy_1}{ds_1}$, $\frac{dz_1}{ds_1}$ sind, ergeben sich dann:

$$X = -\tfrac{1}{2}ii_1\lambda\frac{d\left(\frac{(z-z_1)\,dy_1 - (y-y_1)\,dz_1}{l^3}\right)}{dq}$$

$$Y = -\tfrac{1}{2}ii_1\lambda\frac{d\left(\frac{(x-x_1)\,dz_1 - (z-z_1)\,dx_1}{l^3}\right)}{dq}$$

$$Z = -\tfrac{1}{2}ii_1\lambda\frac{d\left(\frac{(y-y_1)\,dx_1 - (x-x_1)\,dy_1}{l^3}\right)}{dq}.$$

33 Gehört nun das Element $ds_{\prime}$ gleichfalls einem unendlich kleinen geschlossenen Strom an, so sind diese Ausdrücke nach $ds_{\prime}$ zu integriren. — Integrirt man unter dem Differentialzeichen, so ist in dem Ausdruck für die X-Componente $\int\frac{(z-z_1)\,dy_1 - (y-y_1)\,dz_1}{l^3}$ die Determinante $A_{\prime}$

des zweiten Stromes in Bezug auf ein Element des ersten. Es lässt sich also dieser Ausdruck auch durch den anderen

$$A_{\prime} = \lambda_{\prime} \frac{d\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{d q_{\prime}}$$

darstellen, wo $\lambda_{\prime}$ der Flächeninhalt des zweiten Stromes, $q_{\prime}$ das vom Coordinatenanfangspunkt auf seine Ebene errichtete Loth ist. So ergiebt sich die X-Componente der Wirkung beider geschlossener Ströme auf einander.

$$(X) = -\tfrac{1}{2} i i_1 \lambda \lambda_1 \frac{d^2\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{d q\, d q_{\prime}}$$

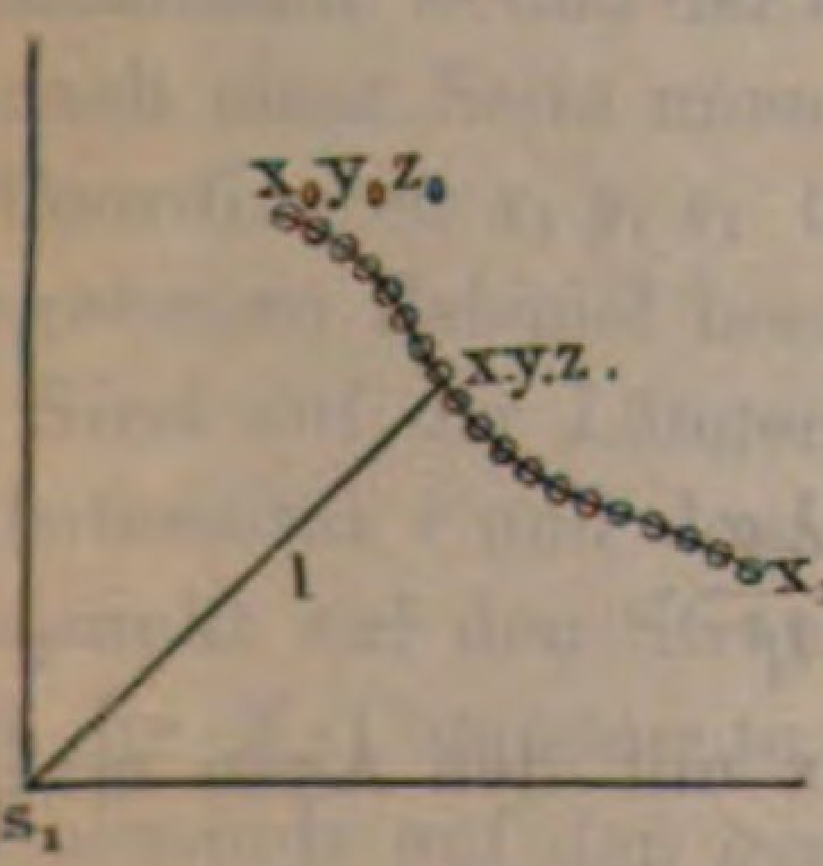
und analog

$$(Y) = -\tfrac{1}{2} i i_1 \lambda \lambda_1 \frac{d^2\left(\frac{y_1 - y}{l^3}\right)}{d q\, d q_{\prime}}$$

$$(Z) = -\tfrac{1}{2} i i_1 \lambda \lambda_1 \frac{d^2\left(\frac{z_1 - z}{l^3}\right)}{d q\, d q_{\prime}}.$$

Wir fügen hier noch folgende Betrachtungen an, die wir später bei 34
den Untersuchungen über den Magnetismus nöthig haben werden. — Liegen um eine beliebige Linie in gleichen Abständen von einander und senkrecht gegen die Linie gleich grosse, unendlich kleine geschlossene Ströme von gleicher Intensität, so bezeichnet man nach Ampère ein solches System mit dem Namen Solenoid (von σωλήν, die Rinne).

Fig. 34.



Die Wirkung eines solchen Solenoids auf ein Stromelement bestimmt sich folgendermaassen.

Es liege das Element $ds_{\prime}$, Fig. 34, im Anfangspunkt der Coordinaten; die Coordinaten eines der kleinen Ströme des Solenoids seien $x\,y\,z$, sein Flächenraum sei λ, sein Abstand vom Coordinatenanfangspunkt $l = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, dann ist nach §. 32 die Determinante A desselben in Bezug auf das Stromelement

$$A = \lambda \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{d q},$$

wo q das auf die Ebene des kleinen Stromes vom Anfangspunkt der Coordinaten aus gefällte Loth ist.

Kreisen nun um die Einheit der Länge des Solenoids α einzelne kleine Ströme, so befinden sich auf dem Element ds der Länge desselben

$\alpha\, ds$ solcher Ströme. Für diese zusammen ist also die Determinante

$$A_{ds} = \lambda\, \alpha\, ds \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq}.$$

Da nun die Ebenen der kleinen Ströme auf der Längsrichtung des Solenoids senkrecht stehen, so ist $dq = ds$, also

$$A_{ds} = \lambda\, \alpha\, ds \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{ds}.$$

Sind die Coordinaten der Endpunkte des Solenoids $x_0\, y_0\, z_0$, $x_1\, y_1\, z_1$, die entsprechenden Werthe von l resp. l_0 und l_I, so ist die Determinante für das ganze Solenoid

$$A_s = \lambda\, \alpha \int_{x_0}^{x_1} \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{ds} ds = \lambda\, \alpha \left(\frac{x_I}{l_I^3} - \frac{x_0}{l_0^3}\right).$$

Ist das Solenoid nach einer Seite unendlich ausgedehnt, so ist für diese z. B. $x_0 = \infty$, $l_0 = \infty$, also $\frac{x_0}{l^3_0} = 0$, und daher die Determinante für das einseitig unbegrenzte Solenoid

$$A_0 = \lambda\, \alpha \frac{x_I}{l_I^3}.$$

Ebenso ist

$$B_0 = \lambda\, \alpha \frac{y_I}{l_1^3}$$

$$C_0 = \lambda\, \alpha \frac{z_1}{l_1^3}.$$

Die Directrix D_0 ist demnach

$$D = \sqrt{A_0^2 + B_0^2 + C_0^2} = \frac{\lambda\, \alpha}{l_1^2}.$$

Die Cosinus der Winkel, welche die Directrix mit den Axen macht, sind

$$\frac{A}{D} = \frac{x_I}{l_I}, \quad \frac{B}{D} = \frac{y_I}{l_I}, \quad \frac{C}{D} = \frac{z_I}{l_I}.$$

Es fällt also die Richtung der Directrix mit der Verbindungslinie des im Anfangspunkt der Coordinaten gelegenen Elementes mit dem Endpunkt des Solenoids zusammen. Die Resultante R der Wirkung des Solenoids auf das Element ds_I steht mithin auf der durch das Element und seine Verbindungslinie l_I mit dem Endpunkt des Solenoids gelegten Ebene senkrecht.

Bezeichnet $(l_I ds_I)$ den Winkel zwischen l_I und ds_I, so ist die Resultante nach §. 24

$$R = -\tfrac{1}{2} i i_{\prime} ds_{\prime} \lambda \alpha \frac{\sin(l_{\prime}\, ds_{\prime})}{l_{\prime}^2}.$$

Nach dem Princip der Gleichheit der Wirkung und Gegenwirkung wird, wenn das Element $ds_{\prime}$ fest ist, das Ende $x_1 y_1 z_1$ des Solenoids von einer gleichen aber entgegengesetzt gerichteten Kraft sollicitirt.

Ist das Solenoid nicht unendlich lang, sondern auch am anderen Ende im Punkt $x_0 y_0 z_0$ begrenzt, so kann man dasselbe betrachten als bestehend aus zwei nach einer Seite unendlichen und gleichgerichteten Solenoiden, von denen das eine von der Unendlichkeit bis zum Punkt $x_1 y_1 z_1$ reicht, das andere ebenso bis zum Punkt $x_0 y_0 z_0$. Letzteres muss von kleinen Strömen umflossen sein, welche gleichen Flächeninhalt und gleiche Intensität besitzen wie die des ersten, aber ihnen entgegengerichtet sind. Es heben sich dann die Wirkungen beider Solenoide von ihrem in der Unendlichkeit liegenden Ende bis zum Punkt $x_0 y_0 z_0$ auf. Aus der letzten Formel ist übrigens ersichtlich, dass die Wirkung eines solchen Solenoids durchaus nicht abhängig ist von der Gestalt der Curve, um welche seine geschlossenen Ströme herum liegen, sondern nur von der Lage seiner Endpunkte.

Bildet ein Solenoid eine in sich zurücklaufende Curve, so wirkt es nicht auf ein Stromelement; denn fixiren wir zwei beliebige Punkte desselben, so heben sich die Wirkungen der zwischen ihnen befindlichen beiden Hälften des Solenoids gerade auf.

Wir wollen ferner die Wirkung eines unendlich kleinen Stromes vom 35
Flächeninhalt λ^1 und der Intensität i^1, dessen Coordinaten $x^1 y^1 z^1$ sind, auf ein nach einer Seite unendlich verlängertes Solenoid, dessen anderes Ende die Coordinaten $x_1 y_1 z_1$ besitzt, dessen Molecularströme wie in dem oben angegebenen Beispiel beschaffen sind, berechnen.

Sind auf der Längeneinheit ds des Solenoids α Molecularströme von der Intensität i und dem Flächeninhalt λ, ist q das vom Coordinatenanfangspunkt auf den Strom λ_1 gefällte Loth, so ist nach den Formeln des §. 33 die X-Componente der Wirkung der Ströme auf dem Element ds des Solenoids auf den geschlossenen Strom λ^1:

$$X = -\tfrac{1}{2} i i^1 \lambda \lambda^1 \alpha\, ds \frac{d^2\left(\dfrac{x - x^1}{l^3}\right)}{dq\, ds},$$

wo x die X-Coordinate von ds, l der Abstand zwischen ds und λ^1 ist. Integrirt man den Ausdruck nach ds und setzt für x und l die den Enden des Solenoids entsprechenden Werthe $x_{\prime}$ und $l_{\prime}$, so erhält man die ganze X-Componente der Wirkung:

$$(X) = -\tfrac{1}{2} i i_1 \lambda \lambda' \alpha \frac{d\left(\dfrac{x_1 - x^1}{l_1^3}\right)}{dq}.$$

Bei Vertauschung von x mit y und z ergeben sich die entsprechenden Componenten Y und Z.

36 Sind zwei Solenoide gegeben, welche nach der einen Seite unendlich lang sind, deren in der Endlichkeit liegende Enden die Coordinaten $x_1\, y_1\, z_1$ und $x^1\, y^1\, z^1$ haben, deren Molecularströme die Flächenräume λ_1 und λ^1 und die Intensitäten i_1 und i^1 besitzen, und auf deren Längeneinheit resp. α_1 und α^1 solcher Ströme sich befinden, so ist die X-Componente der Wirkung zweier Elemente ds_1 und ds^1 der Solenoide auf einander, deren Coordinaten $x\,y\,z$, $\xi\,\eta\,\zeta$, deren Abstand r ist, sind:

$$X = -\tfrac{1}{2} i_1 i^1 \lambda_1 \lambda^1 \alpha_1 \alpha^1 ds_1\, ds^1 \frac{d^2\left(\frac{x-\xi}{r^3}\right)}{ds_1\, ds^1}.$$

Bei der doppelten Integration über die Länge der Solenoide erhält man dann die X-Componente ihrer Wirkung:

$$(X) = -\tfrac{1}{2} i_1 i^1 \lambda_1 \lambda^1 \alpha_1 \alpha^1 \frac{x_1 - x^1}{l^3},$$

wo l der Abstand der Enden der Solenoide von einander ist.

Entwickelt man in gleicher Weise die Y- und Z-Componente, so erhält man die Gesammtwirkung der Solenoide auf einander:

$$(R) = \sqrt{(X)^2+(Y)^2+(Z)^2} = -\tfrac{1}{2} i_1 i^1 \lambda_1 \lambda^1 \alpha_1 \alpha^1 \frac{1}{l^2}.$$

Diese Resultante wirkt in der Richtung der Verbindungslinie der Enden $x_1\, y_1\, z_1$ und $x^1\, y^1\, z^1$ der Solenoide, und ist dem Quadrat des Abstandes derselben umgekehrt proportional.

Sind die Solenoide auch auf der anderen Seite durch die Punkte $x_0\, y_0\, z_0$ und $x^0\, y^0\, z^0$ begrenzt, so ergiebt sich die X-Componente ihrer Wirkung auf einander bei der Integration:

$$X = -\tfrac{1}{2} i_1 i^1 \lambda_1 \lambda^1 \alpha_1 \alpha^1 \left[\frac{x_1 - x^1}{l_1^{1\,3}} + \frac{x_0 - x^0}{l_0^{0\,3}} - \frac{x_1 - x^0}{l_1^{0\,3}} - \frac{x^1 - x_0}{l_0^{1\,3}}\right],$$

in welchem Ausdrucke die Werthe l_1^1, l_0^0, l_1^0, l_0^1 die Abstände der beiden Endpunkte des einen Solenoids von denen des anderen bezeichnen.

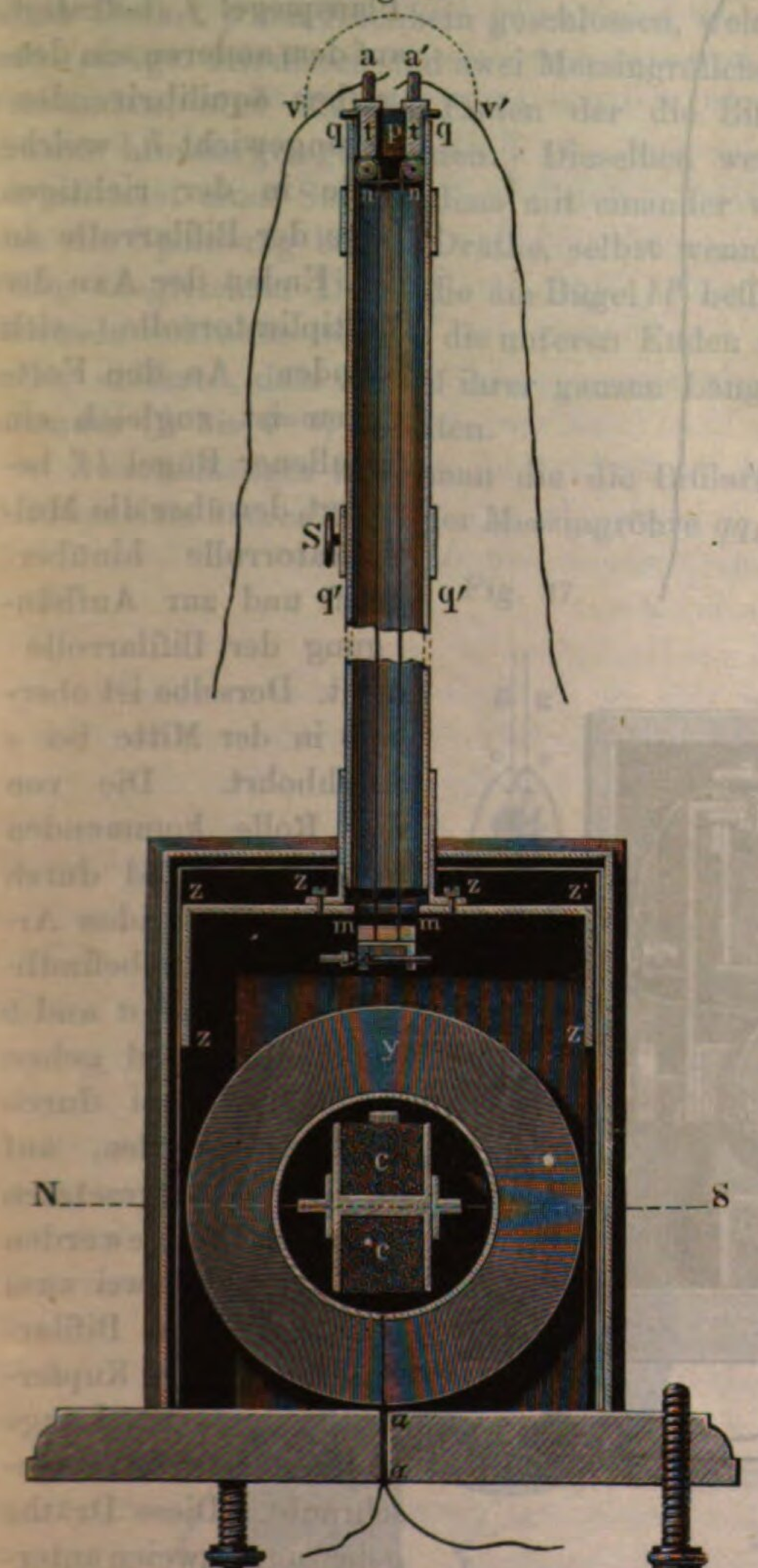
Entsprechend erhielte man bei Vertauschung des x mit y und z die Y- und Z-Componente der Wirkung beider Solenoide auf einander.

III. Bestätigung der elektrodynamischen Gesetze mittelst des Elektrodynamometers.

37 Die Ampère'sche Formel ist durch die Versuche von Ampère selbst nicht so vollständig bewiesen, dass sie nicht einer weiteren Bestätigung bedürfte. Die Betrachtung einer Anzahl von Gleichgewichtszuständen der auf einander wirkenden, vom Strome durchflossenen Leiter war

für diesen Beweis um so weniger genügend, als die verhältnissmässig schwachen elektrodynamischen Wirkungen leicht durch Reibungswiderstände u. s. w. aufgewogen werden konnten. Es ist daher von besonderer Wichtigkeit, dass W. Weber [1]) durch höchst sorgfältige Versuche eine ganz vollständige Bestätigung der Ampère'schen Theorie gegeben hat.

Fig. 35.



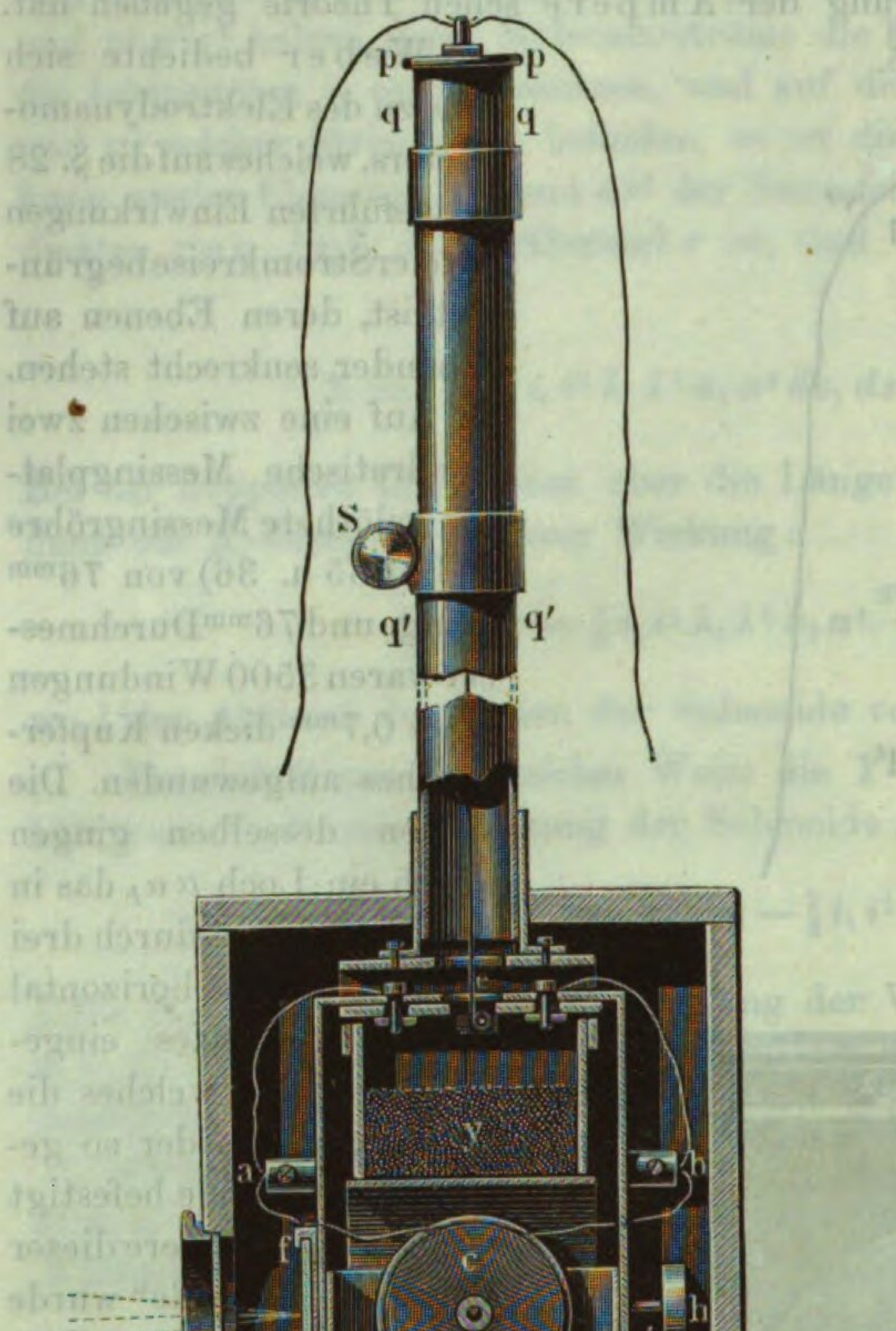
Weber bediente sich hierzu des Elektrodynamometers, welches auf die §. 28 ausgeführten Einwirkungen zweier Stromkreise begründet ist, deren Ebenen auf einander senkrecht stehen.

Auf eine zwischen zwei quadratische Messingplatten gelöthete Messingröhre *y* (Fig. 35 u. 36) von 76mm Länge und 76mm Durchmesser waren 3500 Windungen eines 0,7mm dicken Kupferdrathes aufgewunden. Die Enden desselben gingen durch ein Loch $\alpha\,\alpha_{,}$, das in der Mitte eines durch drei Stellschrauben horizontal gestellten Brettes eingebohrt war, auf welches die Messingplatten der so gewundenen Spirale befestigt waren. In das Innere dieser „Multiplicatorrolle" wurde eine zweite Rolle, die „Bifilarrolle" *C*, eingehängt. Dieselbe bestand aus 5000 Windungen eines 0,4mm dicken mit Seide besponnenen Kupferdrathes, welche auf einen 3mm dicken Messingdrath zwischen zwei in einem Abstand von 30mm auf denselben aufgelötheten kreisrunden Messingscheiben von 66,8mm Durchmesser aufgewunden

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Thl. I, S. 10. 1846;* Auszug in Pogg. Annal. Bd. LXXIII. S. 193.*

waren. Die Bifilarrolle wird so in die Multiplicatorrolle eingelegt, dass ihre Axe auf der der letzteren senkrecht steht. Auf die Messingscheiben der Bifilarrolle *C* sind auf zwei diametral gegenüberliegenden Seiten beiderseits metallene Fortsätze geschraubt. Auf dem einen derselben ist ein Planspiegel *f* befestigt, auf dem anderen ein denselben äquilibrirendes Gegengewicht *h*, welche beide in der richtigen Lage der Bifilarrolle an den Enden der Axe der Multiplicatorrolle sich befinden. An den Fortsätzen ist zugleich ein metallener Bügel *ll'* befestigt, der über die Multiplicatorrolle hinübergreift und zur Aufhängung der Bifilarrolle dient. Derselbe ist oberhalb in der Mitte bei *e* durchbohrt. Die von der Rolle kommenden Drathenden sind durch zwei an den beiden Armen des Bügels befindlichen Schrauben *a* und *b* festgehalten, und gehen sodann zu zwei durch Elfenbein isolirten, auf dem Bügel aufgesetzten Klemmen. In diese werden die Enden der zwei zum Aufhängen der Bifilarrolle bestimmten Kupferdräthe von je 1^{mm} Länge und $^1/_6$^{mm} Dicke eingeschraubt. Diese Dräthe gehen unter zweien unterhalb des Bügels befestigten Elfenbeinplatten fort zu zwei in denselben nnterhalb der Oeffnung *e* angebrachten Kerben und von da senkrecht nach oben. Durch eine Schraube kann man die Elfenbeinplatten mit den Kerben beliebig einander nähern und von einander entfernen. Die Elfen-

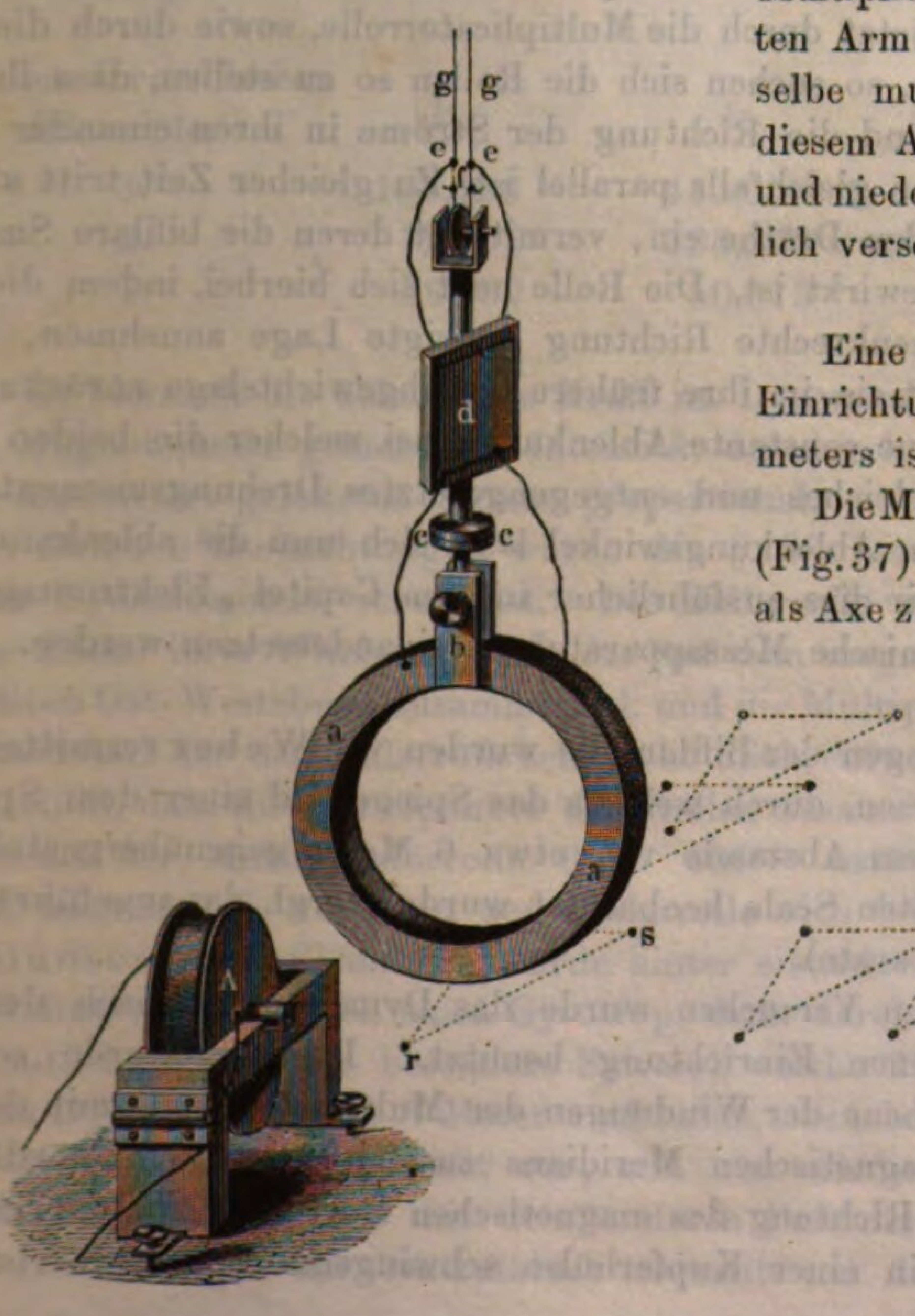
Fig. 36.



beinplatten werden so gestellt, dass der Schwerpunkt der Rolle genau senkrecht unter dem in der Mitte zwischen ihren Kerben liegenden Punkte sich befindet. — Auf den quadratischen Messingplatten der Multiplicatorrolle ist eine horizontale Messingplatte befestigt, welche ein 150^{mm} langes, auf einem zweiten Rohr verschiebbares und auf diesem durch eine Schraube *S* festgehaltenes Messingrohr $qq_{\prime}$ trägt. Das Rohr ist oben durch einen Deckel *p* von Elfenbein geschlossen, welcher zwei Klemmschrauben *a* und $a_{\prime}$ trägt. Mit diesen sind zwei Messingröllchen *nn* von 10^{mm} Durchmesser verbunden, über die die Enden der die Bifilarrolle tragenden Kupferdräthe hinübergelegt werden. Dieselben werden unterhalb der Rollen *nn* mittelst eines Seidenfadens mit einander verbunden. Hierdurch kann sich die Spannung beider Dräthe, selbst wenn sie nicht gleich lang sind, völlig ausgleichen. Durch die am Bügel *ll'* befindliche, die Elfenbeinplatten stellende Schraube werden die unteren Enden der Dräthe so weit von einander entfernt, dass sie auf ihrer ganzen Länge den gleichen Abstand von einander (3 bis 4^{mm}) behalten.

Zweckmässiger kann man die die Bifilarrolle tragende Vorrichtung, statt auf dem oberen Ende der Messingröhre $qq_{\prime}$, an einem besonderen an der Wand des Zimmers über der Multiplicatorrolle befestigten Arm anbringen. Dieselbe muss sich dann an diesem Arme drehen, auf und nieder stellen und seitlich verschieben lassen.

Fig. 37.



Eine andere einfachere Einrichtung des Dynamometers ist folgende: 38

Die Multiplicatorrolle *A* (Fig. 37) ist um einen Drath als Axe zwischen zwei Mes-

singplatten gewunden, und auf einen Rahmen von Holz aufgelegt. Die Bifilarrolle ist auf einen Messingring *a* gewunden, in welchen die Multiplicatorrolle hineingestellt werden kann. Zu diesem Zwecke kann man die eine Seite des Holzrahmens abschrauben, und sie nach dem Einsetzen der Rolle wieder einfügen. Die Bifilarrolle ist an einer messingenen Klammer *b* befestigt, welche an eine horizontale, am Rande getheilte Kreisscheibe *c* angeschraubt wird. Diese Scheibe bewegt sich auf einer zweiten, mit einem Index versehenen Kreisscheibe. Die obere Scheibe trägt oben einen senkrechten Stab, an dem der Spiegel *d* und gegenüber ein Gegengewicht befestigt ist. Oberhalb trägt der Stab eine Rolle *r*. Um diese Rolle ist ein Seidenfaden *f* gelegt, an dessen Enden die unteren Enden der Aufhängungsdräthe *gg* geknüpft sind, welche, wie bei dem §. 37 beschriebenen Apparat, oberhalb an einem in die Wand des Zimmers eingelassenen Arm befestigt sind. Die Enden des Drathes der Bifilarrolle sind bei *ee* mit den Aufhängungsdräthen verbunden.

Bei dieser Einrichtung kann man der Axe der Bifilarrolle jede beliebige Richtung geben und die Multiplicatorrolle durch Einstellung der drei Stellschrauben des sie tragenden Rahmens in Punkten, die auf dem Experimentirtisch verzeichnet sind, in verschiedene, genau bestimmbare Lagen gegen die Bifilarrolle bringen.

Leitet man jetzt durch die Multiplicatorrolle, sowie durch die Bifilarrolle einen Strom, so suchen sich die Rollen so zu stellen, dass ihre Axen parallel werden und die Richtung der Ströme in ihren einander benachbarten Windungen gleichfalls parallel ist. Zu gleicher Zeit tritt aber eine Drehung der beiden Dräthe ein, vermittelst deren die bifilare Suspension der Bifilarrolle bewirkt ist. Die Rolle hebt sich hierbei, indem die Dräthe eine gegen die senkrechte Richtung geneigte Lage annehmen, und die Schwerkraft sucht sie in ihre frühere Gleichgewichtslage zurückzuführen. Sie erhält also eine constante Ablenkung, bei welcher die beiden wirkenden Kräfte ein gleiches und entgegengesetztes Drehungsmoment auf sie ausüben. Aus dem Ablenkungswinkel lässt sich nun die ablenkende Kraft berechnen, wie wir dies ausführlicher in dem Capitel „Elektromagnetische und elektrodynamische Messapparate“ auseinandersetzen werden.

39 Die Ablenkungen der Bifilarrolle wurden von Weber vermittelst eines Fernrohres gemessen, durch welches das Spiegelbild einer dem Spiegel an der Rolle in einem Abstande von etwa 6 Meter gegenübergestellten, in Millimeter getheilten Scala beobachtet wurde (vergl. das angeführte Capitel über die Messapparate).

Zu den ersten Versuchen wurde das Dynamometer nach der ersten §. 37 beschriebenen Einrichtung benutzt. Dasselbe wurde so aufgestellt, dass die Ebene der Windungen der Multiplicatorrolle mit der Nordsüdebene des magnetischen Meridians zusammenfiel, und nördlich von derselben in der Richtung des magnetischen Meridians in einem Abstande von 583^{mm} ein in einer Kupferhülse schwingender magnetisirter Stahl-

spiegel als Magnetometer aufgestellt, dessen Stellung ebenso wie die Lage der mit einem Spiegel versehenen Bifilarrolle gleichfalls durch ein gegenüber gestelltes Fernrohr mit Scala beobachtet wurde. Durch beide Rollen des Dynamometers wurde nun der Strom von 1 bis 3 Grove'schen Elementen hinter einander geleitet. Da die Ablenkungen der Bifilarrolle hierbei zu gross ausfielen, wurden die Dräthe, welche zu den Aufhängungspunkten der Dräthe der Bifilarrolle führten, vor denselben durch einen dicken Kupferdrath verbunden, so dass nur ein Zweigstrom die Bifilarrolle durchfloss, dessen Intensität in einem von Weber beobachteten speciellen Falle nur $\frac{1}{246,26}$ des ganzen ungetheilten Stromes betrug.

Zugleich wurde durch die Einwirkung des Stromes in der Multiplicatorrolle der magnetisirte Stahlspiegel abgelenkt. Die Ablenkungen desselben gaben ein Maass für die Intensität der Ströme, welche der Tangente seines Ablenkungswinkels proportional ist.

Nach den Correctionen für die Excentricität der Spiegel beider Apparate und Berechnung der ablenkenden Kräfte aus den Ablenkungen der Spiegel ergab sich die ablenkende Kraft am Magnetometer k_m und Dynamometer k_d: 40

Zahl der Grove'schen Elemente.	k_m	k_d	$5,15534 \sqrt{k_d}$
3.	108,426	440,038	108,144
2.	72,398	198,255	72,589
1.	36,332	50,915	36,786

Es ist hiernach die ablenkende Kraft im Dynamometer dem Quadrat der am Magnetometer gemessenen Intensität der durch beide Drathrollen des Dynamometers geleiteten Ströme proportional.

Bei ferneren Beobachtungen wurde die §. 38 beschriebene Einrichtung des Dynamometers verwendet. Die Bifilarrolle wurde so gedreht, dass die Ebene ihrer Windungen mit der auf dem magnetischen Meridian senkrechten Ost-Westebene zusammenfiel, und die Multiplicatorrolle, deren Ebene stets auf der der Bifilarrolle senkrecht blieb, entweder gerade in sie hineingestellt, dass die Mittelpunkte der Rollen zusammenfielen, oder der Mittelpunkt der Multiplicatorrolle 3 bis 600^{mm} östlich oder westlich, nördlich oder südlich von dem der Bifilarrolle sich befand. Der Strom von 8 Bunsen'schen Elementen wurde hinter einander durch die Bifilarrolle geleitet, sodann durch einen Gyrotrop, dann durch die Multiplicatorrolle, endlich durch eine besondere Spirale, welche 217^{mm} westlich von dem vom Dynamometer um 8 Meter entfernten, oben beschriebenen Stahlspiegel-Magnetometer aufgestellt war, und nun wiederum zum Commutator, welcher andererseits mit dem anderen Pole der Säule verbunden war. Durch Umlegen des Commutators wechselte nur die Stromesrichtung

in der Drathrolle vor dem Magnetometer und der Multiplicatorrolle des Dynamometers, während sie in der Bifilarrolle constant blieb.

Die die Intensität der Ströme bestimmenden Ablenkungen des Magnetometers wurden, wie die der Bifilarrolle, durch Scalen beobachtet, welche resp. 1103 und 3306,3^{mm} von den Spiegeln beider Apparate abstanden. Es konnten die an den Scalen beobachteten Ablenkungen mit geringen Fehlern den wirklichen ablenkenden Kräften proportional gesetzt werden.

41 Die Kraft, mit welcher die Bifilarrolle in ihrer ursprünglichen Gleichgewichtslage erhalten wird, ist aus zwei Theilen zusammengesetzt; einmal aus ihrem statischen Moment S, bestehend aus dem Quotienten des Quadrates ihrer Schwingungsdauer t^2 in ihr Trägheitsmoment K, multiplicirt mit π^2, also

$$S = \frac{\pi^2 K}{t^2},$$

wo k in Millimetern und Milligrammen, t in Secunden bestimmt sind (vergl. das Capitel Messapparate); sodann aus einem zweiten Theil s, der beim Hindurchleiten des Stromes durch die Einwirkung des Erdmagnetismus auf die Spirale hervorgerufen wird, und proportional ist der horizontalen Componente T des Erdmagnetismus an dem Beobachtungsort, dem Flächenraum λ der Drathwindungen der Spirale und der in absolutem Maass gemessenen Intensität des Stromes J. Kennt man aber die absolute Grösse des den Spiegel des Magnetometers richtenden horizontalen Theiles des Erdmagnetismus, so kann diese letztere jedesmal berechnet werden, indem man die an der Scala beobachtete Ablenkung jenes Spiegels mit einer Constanten multiplicirt. Man erhält so

$$s = J\lambda T.$$

Je nachdem der Strom in der Bifilarrolle in der einen oder anderen Richtung fliesst, dass der Erdmagnetismus sie in ihrer Lage zu erhalten oder um 180^0 zu drehen strebt, ist dieser Werth s zu dem statischen Moment S zu addiren, oder von demselben zu subtrahiren, um die Directionskraft der Bifilarrolle zu erhalten. Durch Multiplication mit diesen Werthen $S \pm s$ kann man alle bei verschiedenen Stromintensitäten beobachteten Ablenkungen der Bifilarrolle auf Werthe reduciren, welche erhalten worden wären, wenn auf dieselbe stets eine gleiche Directionskraft gewirkt hätte.

Dividirt man ferner durch das Quadrat der jedesmaligen Intensität der Ströme die berechneten Werthe, und multiplicirt sie allenfalls noch mit einem beliebigen constanten Factor, so erhält man die bei verschiedenen Stellungen der Multiplicatorrolle auf die Bifilarrolle ausgeübten Anziehungen oder Abstossungen, reducirt auf ein gemeinsames Maass.

Berechnete nun Weber dieselben Werthe nach den in §. 28 angegebenen Formeln und verglich dieselben mit den gefundenen Werthen,

so fand er aus zwei Beobachtungsreihen, bei welchen stets das Mittel der Ablenkungen genommen wurde, bei denen die Multiplicatorrolle gleichweit nördlich und südlich oder östlich und westlich von der Bifilarrolle stand:

Abstand der Mittelpunkte der Rollen	Multiplicatorrolle östlich oder westlich von der Bifilarrolle		Multiplicatorrolle südlich oder nördlich von der Bifilarrolle	
	beobachtet	berechnet	beobachtet	berechnet
0mm	22960	22680	22960	22680
300	189,93	189,03	— 77,11	— 77,17
400	77,45	77,79	— 34,77	— 34,74
500	39,27	39,37	— 18,24	— 18,31
600	22,46	22,64	—	—

Die negativen Vorzeichen deuten an, dass die Bifilarrolle bei der nördlichen oder südlichen Aufstellung der Multiplicatorrolle sich so zu richten strebt, dass der Strom in derselben in entgegengesetzter Richtung fliesst, wie in der letzteren, so dass also in den einander benachbarten Theilen beider Rollen die Stromesrichtung dieselbe wäre. Bei der östlichen oder westlichen Stellung der Multiplicatorrolle sucht sich die Bifilarrolle aber so zu stellen, dass in beiden Rollen die Ströme gleich gerichtet sind.

Die Uebereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Werthen ist so gross, dass diese Versuche als eine vollständige Bestätigung der Ampère'schen Formel und der aus ihr gezogenen Folgerungen dienen.

IV. Weber's Theorie der elektrodynamischen Erscheinungen.

Das Ampère'sche Gesetz der Einwirkungen der Elemente zweier von galvanischen Strömen durchflossener Leiter auf einander ist unmittelbar aus Erfahrungssätzen abgeleitet und ein directer Ausdruck der durch das Experiment gefundenen Thatsachen. Es ist dabei nicht die Frage gewesen, in wiefern die in den Leitern strömenden elektrischen Massen ihre gegenseitigen Anziehungen und Abstossungen gegen einander äussern und ob die Uebertragung dieser letzteren Wirkungen auf die Leiter selbst deren Bewegungen begründen kann. W. Weber (l. c.) hat letztere Betrachtung angestellt, indem er sich an eine Vorstellung von Fechner[1]) 42

[1]) Fechner, Pogg. Ann. Bd. LXIV, S. 337. 1845.*

anschloss, deren wir gelegentlich schon in Theil I, §. 276 Erwähnung gethan.

Fechner sieht einen galvanischen Strom an als bestehend aus einer doppelten Strömung von positiver und negativer Elektricität, welche in gleicher Menge in jedem Zeittheil gleichzeitig in entgegengesetzter Richtung durch jeden Querschnitt des Leiters hindurchgehen. Er nimmt ferner an, dass gleichartige Elektricitäten einander anziehen, wenn sie in gleicher Richtung oder gegen denselben Punkt hin, einander abstossen, wenn sie in entgegengesetzter Richtung sich bewegen; dass umgekehrt ungleichartige Elektricitäten sich anziehen, wenn sie in entgegengesetzter, sich abstossen, wenn sie in gleicher Richtung sich bewegen.

43 In ähnlicher Weise hat W. Weber [1]) das elektrodynamische Grundgesetz entwickelt.

Sind zwei elektrische Massen e und $e_{\prime}$ gegeben, die in der Entfernung r auf einander wirken, so ist ihre Anziehung oder Abstossung, je nachdem sie ungleichnamig oder gleichnamig sind, nach dem elektrostatischen Grundgesetz:

$$A = \frac{e e_{\prime}}{r^2}.$$

Als Einheit der elektrischen Massen sind diejenigen Massen genommen, welche in der Einheit der Entfernung auf einander wirkend, sich gegenseitig die Beschleunigung Eins ertheilen. Befinden sich nun in zwei Elementen zweier galvanischer Ströme in gleichen Zeiten die Elektricitätsmengen $\pm e$ und $\pm e_{\prime}$ im Zustande der Ruhe, so würde sich ihre Anziehung und Abstossung gegen einander nach obigem Gesetz aus vier Theilen zusammensetzen, nämlich:

$$\frac{+e.+e_{\prime}}{r^2} + \frac{-e.-e_{\prime}}{r^2} + \frac{+e.-e_{\prime}}{r^2} + \frac{-e.+e_{\prime}}{r^2}.$$

Diese würden sich alle gegenseitig aufheben und es könnte keine Wirkung stattfinden.

Da aber bei den elektrodynamischen Erscheinungen die elektrischen Massen stets in Bewegung sind, während sie auf einander einwirken, so ist die einfachste Annahme die, dass ihre gegenseitige Anziehung auch noch von der relativen Geschwindigkeit und eventuell auch noch von der Beschleunigung ihrer Bewegung gegen einander auf ihren Bahnen abhängen könne. Bezeichnet also $\frac{dr}{dt}$ und $\frac{d^2 r}{dt^2}$ diese Geschwindigkeit und Beschleunigung der Elemente in der Richtung ihrer Verbindungslinie r während der Zeiteinheit dt, so ist die Wirkung W der Elemente durch die Formel:

[1]) W. Weber, elektrodynamische Maassbestimmungen, Th. I, S. 99.*

$$W = \frac{e e_{\prime}}{r^2}\left(1 + \alpha\left(\frac{dr}{dt}\right)^n + \beta\left(\frac{d^2 r}{d t^2}\right)^m\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

darzustellen.

Im Falle die elektrischen Massen ruhen, ist $\frac{dr}{dt}$ und $\frac{d^2 r}{dt^2} = 0$; es tritt in diesem Falle das elektrostatische Gesetz:

$$W_0 = \frac{e e_{\prime}}{r^2}$$

in Gültigkeit.

In obiger Formel sind die Werthe α, β, n, m zu bestimmen und es ist sodann zu untersuchen, ob dieselbe mit der von Ampère aufgestellten Formel in Uebereinstimmung ist.

Die Bestimmung der Werthe α, β, m, n geschieht durch Betrachtung 44
besonderer Fälle.

1) Fliessen in zwei in einem Punkt B zusammenlaufenden Leitern AB und $A_{\prime}B$ die galvanischen Ströme nach dem Kreuzungspunkt B hin, so ist die Einwirkung beider Leiter dieselbe, mag in beiden die positive Elektricität gegen B hin-, oder von B fortfliessen. Im ersten Fall ist aber die relative Geschwindigkeit $\frac{dr}{dt}$ positiv, im zweiten negativ. — Es darf also die Aenderung des Vorzeichens von $\frac{dr}{dt}$ keinen Einfluss auf das Resultat haben; der Exponent n muss mithin eine gerade Zahl sein. Die einfachste Annahme wäre: $n = 2$; also ist:

$$W = \frac{e e_{\prime}}{r^2}\left(1 + \alpha\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \beta\left(\frac{d^2 r}{d t^2}\right)^m\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

2) Zwei in einer Richtung liegende und auf einander folgende Elemente ds und $ds_{\prime}$ der Leiter zweier galvanischer Ströme von der Intensität i und $i_{\prime}$ stossen sich gegenseitig mit einer Kraft ab, welche durch den Werth:

$$A = \frac{i i_{\prime}\, ds\, ds_{\prime}}{2\, r^2}$$

ausgedrückt wird (§. 22). — Gehen nun durch die Längeneinheiten der Leiter in jedem Moment die Elektricitätsmengen $\pm e$ und $\pm e_{\prime}$, so befinden sich in derselben Zeit in den Elementen ds und $ds_{\prime}$ die Massen $\pm e\, ds$ und $\pm e_{\prime} d s_{\prime}$.

Es seien die Geschwindigkeiten der Elektricitäten in beiden Leitern c und $c_{\prime}$. Da dieselben in jedem dieser Leiter ungeändert bleiben, indem wir den Querschnitt und den Stoff derselben als unveränderlich ansehen; so ist auch der Werth $\frac{dr}{dt}$ constant, also $\frac{d^2 r}{d t^2} = 0$.

Bezeichnen wir also mit W_{++}, W_{+-} u. s. f. die Anziehungen und

Abstossungen der bewegten Elektricitäten $\pm e$ des Elementes ds auf die bewegten Elektricitäten $\pm e_{\prime}$ des Elementes $ds_{\prime}$, so ist danach

die relative Geschwindigkeit $\frac{dr}{dt}$ von		die Wirkung
$+e$ und $+e_{\prime}$	$c_{\prime}-c$	$W_{++}=\frac{ee_{\prime}}{r^2}(1+\alpha(c_{\prime}-c)^2 ds ds_{\prime})$
$-e$ „ $-e_{\prime}$	$-(c_{\prime}-c)$	$W_{--}=\frac{ee_{\prime}}{r^2}(1+\alpha(c_{\prime}-c)^2 ds ds_{\prime})$
$-e$ „ $+e_{\prime}$	$c+c_{\prime}$	$W_{-+}=-\frac{ee_{\prime}}{r^2}(1+\alpha(c+c_{\prime})^2 ds ds_{\prime})$
$+e$ „ $-e_{\prime}$	$-(c+c_{\prime})$	$W_{+-}=-\frac{ee_{\prime}}{r^2}(1+\alpha(c+c_{\prime})^2 ds ds_{\prime})$

Die Gesammtwirkung ist die Summe dieser Kräfte, welche sich auf die Leiter selbst überträgt; sie ist gleich ihrer gegenseitigen Abstossung A. So ist:

$$A=\frac{ii_{\prime}\,ds\,ds_{\prime}}{2\,r^2}=-8\frac{ee_{\prime}\,ds\,ds_{\prime}\,\alpha\,cc_{\prime}}{r^2}.$$

Die Intensität der Ströme ist aber proportional der in der Zeiteinheit durch den Querschnitt der Leiter strömenden Elektricität. Ist daher a eine Constante, so ist:

$$i=aec \qquad i_{\prime}=ae_{\prime}c_{\prime}.$$

Beim Einsetzen dieser Werthe in A erhält man:

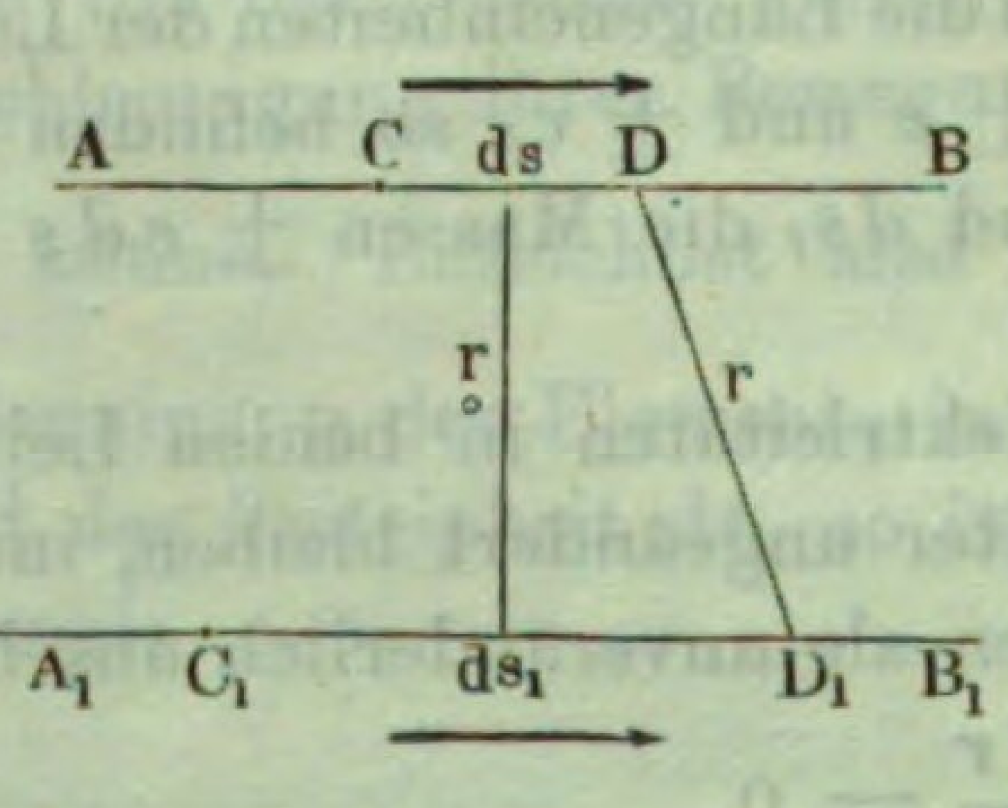
$$\alpha=\frac{a^2}{16}.$$

Wird dieser Werth für α in die Hauptformel eingeführt, so ergiebt sich:

$$W=\frac{ee_{\prime}}{r^2}\left(1-\frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2+\beta\left(\frac{d^2r}{dt^2}\right)^m\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

3) Die Anziehung der Elemente ds und $ds_{\prime}$ zweier paralleler und gleichgerichteter Ströme, AB und $A_{\prime}B_{\prime}$ (Fig. 37), deren Verbindungslinie r_0 auf den Elementen selbst senkrecht steht, ist nach der Ampère'schen Formel (§. 22):

Fig. 37.



$$B=-\frac{ii_{\prime}\,ds\,ds_{\prime}}{r_0{}^2}.$$

Will man dieselbe Anziehung von der Wechselwirkung der sich bewegenden elektrischen Massen ableiten, deren Geschwindigkeiten sich wie Cds zu $C_{\prime}ds_{\prime}$ verhalten, so ergiebt sich zunächst, dass die in AB und $A_{\prime}B_{\prime}$ fortschreitenden Elektricitätsmengen sich bei ihrer

Bewegung von A und $A_{\prime}$ aus bis zu den Elementen ds und $ds_{\prime}$ beständig einander nähern; bei ihrem Weiterströmen nach B und $B_{\prime}$ wieder von einander entfernen. Während daher die relative Geschwindigkeit $\frac{dr}{dt}$ in der ersteren Zeit negativ war, ist sie in der zweiten positiv. In den Elementen ds und $ds_{\prime}$ selbst ist daher $\frac{dr}{dt}$ Null. Es reducirt sich dann der Einfluss der Bewegung der Elektricitäten auf das ihre relative Beschleunigung $\frac{d^2r}{dt^2}$ enthaltende Glied. Nehmen wir als einfachsten Fall an, der Exponent m desselben sei gleich 1, so ist demnach die Wirkung:

$$W = \frac{ee_{\prime}\, ds\, ds_{\prime}}{r^2}\left(1 + \beta\,\frac{d^2r}{dt^2}\right).$$

Legen aber die in ds und $ds_{\prime}$ befindlichen Massen in der Zeit t die Wege $Cds = ct$, und $C_{\prime}ds_{\prime} = c_{\prime}t$ zurück, so ist nach dieser Zeit ihr Abstand $DD_{\prime} = r$ gegeben durch die Gleichung:

$$r^2 = r_0^2 + (c - c_{\prime})^2 t^2.$$

Der Werth r ist variabel. Differenzirt man zweimal nach der Zeit t, so erhält man, da $c, c_{\prime}$ und r_0 constant sind:

$$r\,dr = (c - c_{\prime})^2 t\,dt$$

$$r\,\frac{d^2r}{dt^2} + \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = (c - c_{\prime})^2.$$

Für den Augenblick, wo die elektrischen Massen sich in ds und $ds_{\prime}$ befinden, ist $\frac{dr_0}{dt} = 0$, also

$$\frac{d^2r_0}{dt^2} = \frac{(c - c_{\prime})^2}{r}.$$

Führt man diesen Werth in die Formel W ein und berücksichtigt, dass für die Bewegung der negativen elektrischen Massen die Werthe c und $c_{\prime}$ gleichfalls negativ zu nehmen sind, so hat man:

$$W_{++} = \frac{ee_{\prime}\, ds\, ds_{\prime}}{r^2}\left(1 + \frac{\beta}{r}\,(c - c_{\prime})^2\right),$$

$$W_{--} = \frac{ee_{\prime}\, ds\, ds_{\prime}}{r^2}\left(1 + \frac{\beta}{r}\,(c - c_{\prime})^2\right),$$

$$W_{+-} = -\frac{ee_{\prime}\, ds\, ds_{\prime}}{r^2}\left(1 + \frac{\beta}{r}\,(c + c_{\prime})^2\right),$$

$$W_{-+} = -\frac{ee_{\prime}\, ds\, ds_{\prime}}{r^2}\left(1 + \frac{\beta}{r}\,(c + c_{\prime})^2\right).$$

Die Summe dieser Werthe entspricht der durch die Ampère'sche Formel gefundenen Anziehung. Es ist demnach, wenn wir in derselben $i = aec$, $i_{\prime} = ae_{\prime}c_{\prime}$ setzen,

$$-\frac{aec \cdot a\, e_{\prime} c_{\prime}\, ds\, ds_{\prime}}{r^2} = -8\, \frac{ee_{\prime}\, ds\, ds_{\prime}}{r^2} \frac{\beta}{r} \cdot cc_{\prime}$$

d. i.:

$$\beta = \frac{a^2}{8}\, r.$$

Wird dieser Werth in die Hauptformel eingeführt, so ist die Wirkung der in Bewegung befindlichen Massen e und $e_{\prime}$ auf einander:

$$W = \frac{ee_{\prime}}{r^2}\left(1 - \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{a^2}{8}\, r\, \frac{d^2 r}{dt^2}\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

45 Dieses Gesetz muss sämmtliche in dem Ampère'schen Gesetz dargestellten Anziehungs- und Abstossungserscheinungen in sich begreifen, wenn es als neues Grundgesetz der Einwirkung der elektrischen Massen auf einander bestehen soll. Es muss also aus demselben die Ampère'sche Grundformel abgeleitet werden können. Dies soll im Folgenden geschehen.

Bewegen sich in den Elementen ds und $ds_{\prime}$ zweier Leiter die elektrischen Massen $\pm\, eds$ und $\pm\, e_{\prime} ds_{\prime}$, mit den Geschwindigkeiten $\frac{ds}{dt} = c$ und $\frac{ds_{\prime}}{dt} = c_{\prime}$, so ziehen sich die Elemente ds und $ds_{\prime}$ an mit einer Kraft, die aus der Summe der Anziehungen und Abstossungen der in ihnen befindlichen Elektricitäten zusammengesetzt ist. Bezeichnen wir nun ähnlich wie im vorigen Paragraphen die Wirkungen von $+\,eds$ auf $+\,e_{\prime} ds_{\prime}$ mit W_{++}, die von $-\,eds$ auf $-\,e_{\prime} ds_{\prime}$ mit W_{--}, die von $+\,eds$ auf $-\,e_{\prime} ds_{\prime}$ mit W_{+-}, die von $-\,eds$ auf $+\,e_{\prime} ds_{\prime}$ mit W_{-+}, die betreffenden relativen Geschwindigkeiten $\frac{dr}{dt}$ und Beschleunigungen $\frac{d^2 r}{dt^2}$ der elektrischen Massen gegen einander mit den entsprechenden Zeichen, so ist die Gesammtwirkung:

$$W_s = W_{++} + W_{--} + W_{+-} + W_{-+} =$$

$$\frac{ee_{\prime}\, ds\, ds_{\prime}}{16\, r^2}\, a^2 \Bigg[-\left\{\left(\frac{dr_{++}}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dr_{--}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr_{+-}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr_{-+}}{dt}\right)^2\right\}$$

$$+\, 2r\left(\frac{d^2 r_{++}}{dt^2} + \frac{d^2 r_{--}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{+-}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{-\pm}}{dt^2}\right)\Bigg] \quad . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Nun ist $\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{ds} \cdot \frac{ds}{dt} + \frac{dr}{ds_{\prime}} \cdot \frac{ds_{\prime}}{dt}$.

Ersetzen wir hier die Werthe $\frac{ds}{dt}$ und $\frac{ds_{\prime}}{dt}$ durch die Werthe $\pm\, c$ und $\pm\, c_{\prime}$, je nachdem die Elektricitäten $\pm\, e$ und $\pm\, e_{\prime}$ sich nach der einen oder anderen Seite bewegen, so ist:

$$\frac{dr_{++}}{dt} = \left(c\,\frac{dr}{ds} + c_{\prime}\,\frac{dr}{ds_{\prime}}\right)$$

$$\frac{dr_{--}}{dt} = -\left(c\,\frac{dr}{ds} + c_{\prime}\,\frac{dr}{ds_{\prime}}\right)$$

$$\frac{dr_{+-}}{dt} = \left(c\frac{dr}{ds} - c_{\prime}\frac{dr}{ds_{\prime}}\right)$$

$$\frac{dr_{-+}}{dt} = -\left(c\frac{dr}{ds} - c_{\prime}\frac{dr}{ds_{\prime}}\right)$$

also die Summe:

$$\left(\frac{dr_{++}}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dr_{--}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr_{+-}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr_{-+}}{dt}\right)^2 = 8cc_{\prime}\frac{dr}{ds}\cdot\frac{dr}{ds_{\prime}} \quad . \quad (2)$$

Ebenso ist aber auch:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{d^2r}{ds^2}\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 + 2\frac{d^2r}{ds\,ds_{\prime}}\frac{ds}{dt}\frac{ds_{\prime}}{dt} + \frac{d^2r}{ds_{\prime}^2}\left(\frac{ds_{\prime}}{dt}\right)^2.$$

Führen wir auch hier die Werthe $\frac{ds}{dt} = \pm c$, $\frac{ds_{\prime}}{dt} = \pm c_{\prime}$ ein, so ist:

$$\frac{d^2r_{++}}{dt^2} = c^2\frac{d^2r}{ds^2} + 2cc_{\prime}\frac{d^2r}{ds\,ds_{\prime}} + c_{\prime}^2\frac{d^2r}{ds_{\prime}^2},$$

$$\frac{d^2r_{--}}{dt^2} = c^2\frac{d^2r}{ds^2} + 2cc_{\prime}\frac{d^2r}{ds\,ds_{\prime}} + c_{\prime}^2\frac{d^2r}{ds_{\prime}^2},$$

$$\frac{d^2r_{+-}}{dt^2} = c^2\frac{d^2r}{ds^2} - 2cc_{\prime}\frac{d^2r}{ds\,ds_{\prime}} + c_{\prime}^2\frac{d^2r}{ds_{\prime}^2},$$

$$\frac{d^2r_{-+}}{dt^2} = c^2\frac{d^2r}{ds^2} - 2cc_{\prime}\frac{d^2r}{ds\,ds_{\prime}} + c_{\prime}^2\frac{d^2r}{ds_{\prime}^2},$$

also die Summe:

$$\frac{d^2r_{++}}{dt^2} + \frac{d^2r_{--}}{dt^2} - \frac{d^2r_{+-}}{dt^2} - \frac{d^2r_{-+}}{dt^2} = 8cc_{\prime}\frac{d^2r}{ds\,ds_{\prime}} \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Setzt man die Werthe der Formeln (2) und (3) in die Formel (1) für W_s ein und berücksichtigt, dass die Grössen $aec = i$, $ae_{\prime}c_{\prime} = i_{\prime}$ sind, so erhält man:

$$W_s = -\frac{ii_{\prime}\,ds\,ds_{\prime}}{r^2}\left(\frac{1}{2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_{\prime}} - r\frac{d^2r}{ds\,ds_{\prime}}\right).$$

Dies ist aber die Formel von Ampère, wie wir sie §. 17 unter 6 c. hingestellt haben. Es genügt also das Grundgesetz von Weber vollständig zur Begründung der in der Elektrodynamik behandelten Erscheinungen.

Es ist nicht zu leugnen, dass die Vorstellung von Anziehungskräften, die noch von der Geschwindigkeit und sogar der Beschleunigung der gegen einander sich bewegenden Körper abhängen, nicht mit unseren gewöhnlichen mechanischen Anschauungen übereinstimmt. Wenn wir etwas Aehnliches bei den Erscheinungen der allgemeinen Gravitation, z. B. der Bewegung der Himmelskörper nicht beobachten, so könnte der Grund vielleicht darin liegen, dass die Geschwindigkeit der Bewegungen im Verhältniss zum Abstand der sich anziehenden Körper zu klein ist, um einen merkbaren Einfluss auf die Anziehungskraft auszuüben.

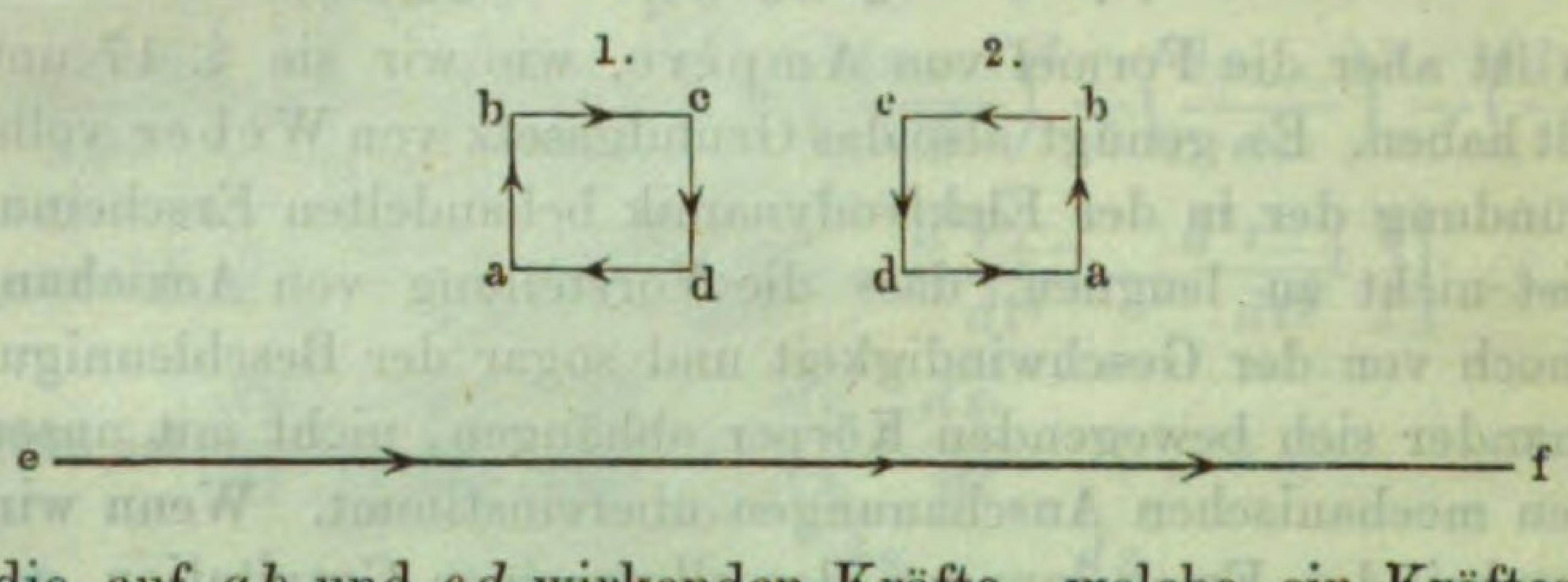
Eine mechanische Unmöglichkeit liegt in den gemachten Annahmen nicht, die sich jedenfalls sehr gut den empirisch gefundenen Gesetzen anschliessen.

Zweites Capitel.

Verhalten der galvanischen Ströme gegen die Erde.

46 Man denke sich unterhalb eines viereckigen vertical aufgehängten Leiters *abcd* (Fig. 38) einen horizontalen vom Strom durchflossenen Leiter *ef* in so weiter Entfernung von *abcd*, dass der Abstand der horizontalen Theile des letzteren von einander gegen seinen Abstand von *ef* verschwindet. Dann wird in der in der Figur ad 1. gezeichneten Stellung die Abstossung von *ef* gegen *ad* mit der Anziehung von *ef* gegen *bc* sich gerade aufheben. Es bleibt also nur die Einwirkung von *ef* auf die beiden senkrechten Theile *ab* und *cd*. Steht nun der Leiter *abcd* wie in der Figur ad 1., so würden die Einwirkungen des Stromes in *ef* auf *ab* und *dc* bewirken, dass *ab* in der Richtung von *a* nach *d*, *cd* von *d* nach *a* sich bewegen sollte. Beide Wirkungen heben sich auf, wenn der Leiter gerade in einer Ebene mit *ef* sich befindet. Das Gleichgewicht ist aber labil; sobald der Leiter ein wenig aus jener Ebene abweicht, wird er

Fig. 38.



durch die auf *ab* und *cd* wirkenden Kräfte, welche ein Kräftepaar darstellen, herumgedreht, bis er die in Fig. ad 2. gezeichnete Stellung einnimmt. Dann ziehen die von *ef* auf *ab* und *cd* ausgeübten Wirkungen beide den Leiter nach aussen gegen *e* und *f* hin, und das Gleichgewicht ist stabil. Man würde dies Resultat empirisch so ausdrücken können, dass man sagte, der bewegliche Leiter stelle sich so, dass der in seinem unteren Theile *ad* befindliche Strom mit dem unterhalb befindlichen entfernten Strom *ef* gleich gerichtet wäre.

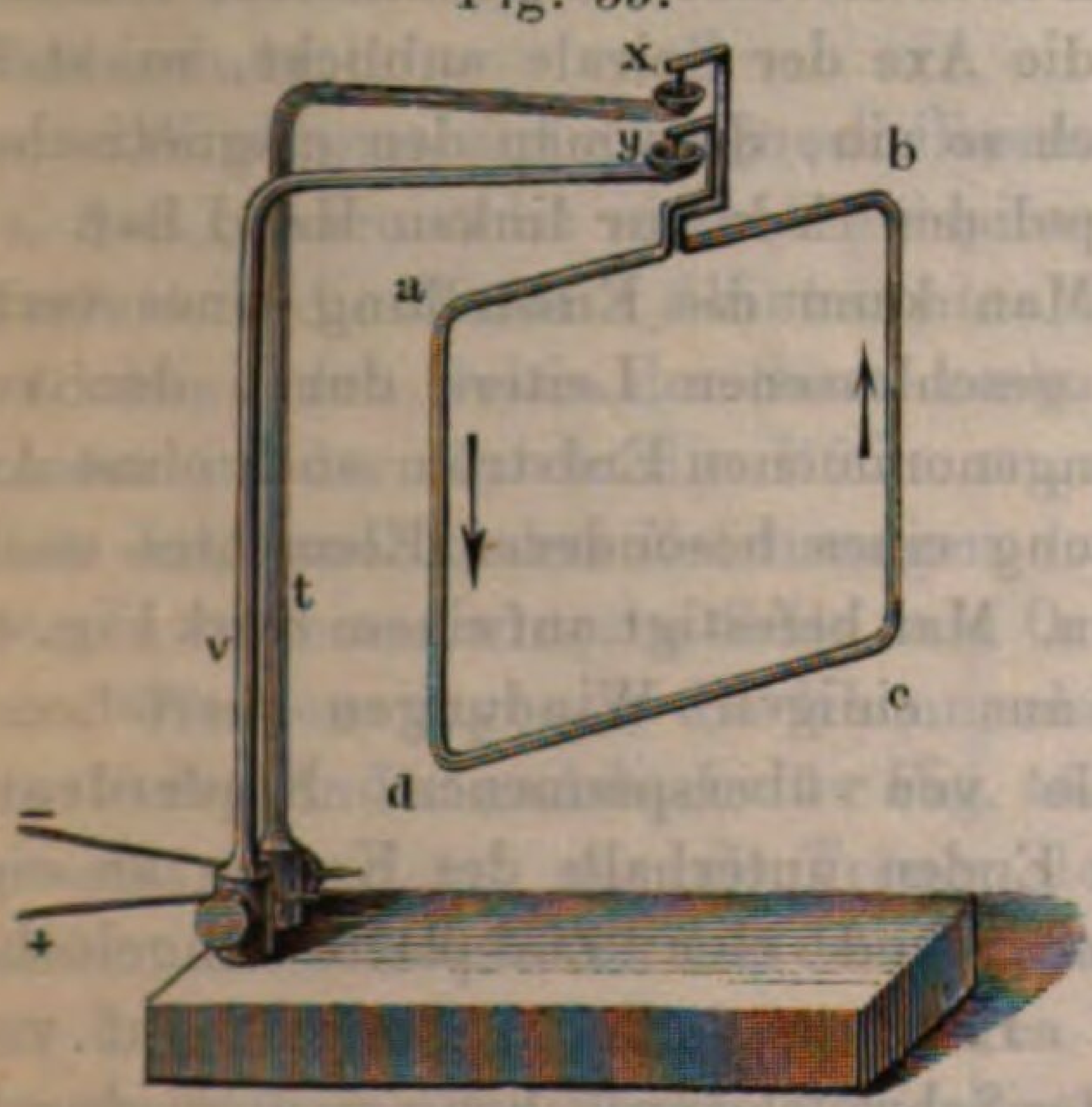
Wären an Stelle der viereckigen Leiter nur zwei verticale Leiter *ab* und *cd* vereint durch isolirende Zwischenstäbe, wären sie um eine zwischen ihnen befindliche verticale Axe drehbar und flösse in *ab* der Strom von unten nach oben, in *cd* von oben nach unten, so würden sich diese beiden vereinten Leiter ebenso einstellen, wie der viereckige Leiter *abcd*.

Wäre nur ein verticaler linearer Leiter *ab* um eine ihm parallele Drehungsaxe beweglich, so würde er sich gleichfalls unter dem Einfluss eines horizontalen unter ihm liegenden Stromleiters *ef* ganz analog so einstellen, dass, wenn in ihm der Strom von unten nach oben fliesst, er sich möglichst weit nach der Richtung hin bewegt, wohin der Strom im horizontalen Leiter fliesst; wenn ihn der Strom aber von oben nach unten durchfliesst, er sich nach der Seite hinwendet, von der der Strom im horizontalen Leiter herkommt.

Ein einzelner in seiner ganzen Länge in gleicher Richtung vom Strom durchflossener horizontaler Leiter *ad* oder *bc* würde sich unter dem Einfluss des Stromes *ef* so einstellen, dass beide gleich gerichtet wären; würden aber die zwei in entgegengesetzter Richtung durchströmten Leiter *ad* und *bc* durch eine verticale Axe verbunden, so stellten sie sich unter Einfluss des entfernten Stromes *ef* gar nicht ein.

Hängt man nun an dem Ampère'schen Statif[1]) einen Drath, wie in 47
Fig. 39, auf, so bemerkt man, dass er nicht mehr in jeder Lage im Gleichgewicht bleibt. Er stellt sich beim Hindurchleiten des Stromes so, dass, wenn der Strom den Drath in der Richtung durchfliesst, welche die Pfeile in der Figur angeben, seine dem Beobachter zugekehrte Seite sich nach Norden wendet. Eine genauere Beobachtung zeigt, dass eine auf seiner Ebene senkrechte Linie dabei die Lage annimmt, welche der magnetischen Axe der zur Bestimmung der magnetischen Declination angewandten Magnetnadel entspricht. Die Richtung des Stromes im unteren Theile des Drathes ist also von Ost nach West.

Fig. 39.

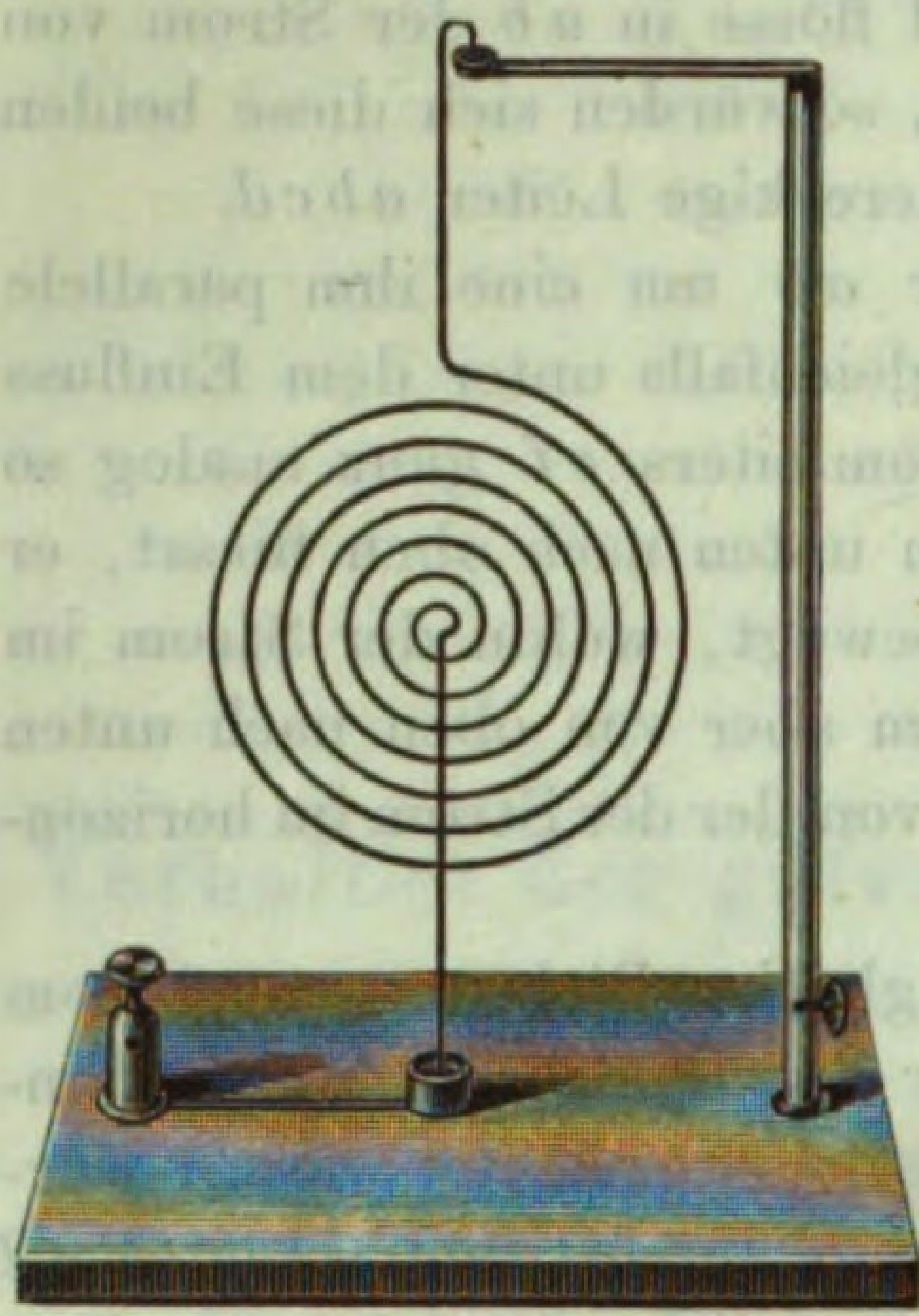


Die Ursache dieser Einstellung des Leiters können wir entsprechend den Ausführungen des vorigen Paragraphen in der Einwirkung eines galvanischen Stromes auf denselben suchen, welcher nur in der Erde seinen Sitz haben kann, und in dieser in einer so weiten Entfernung vom Leiter

[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 170. 1820.*

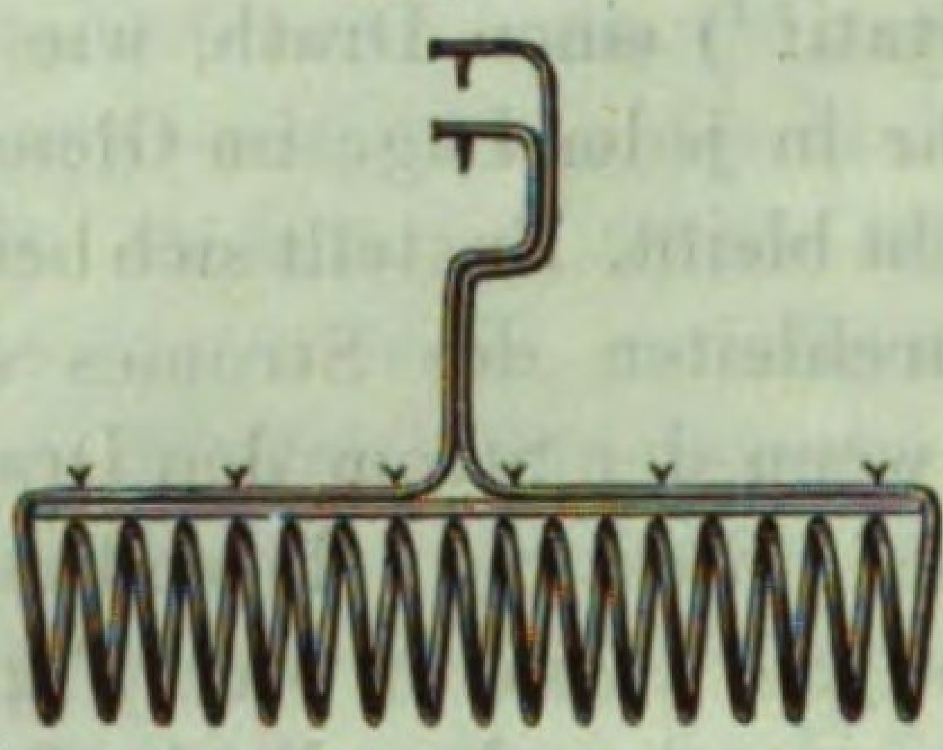
fliesst, dass die Dimensionen des letzteren gegen die erstere verschwinden. Die Richtung dieses **Erdstromes** wäre danach dieselbe, wie die des Stromes in den unteren Theilen des Leiters, also gleichfalls von **Ost nach West**.

Fig. 40.



Formt man den Leiter *abcd* aus mehreren durch eine Ueberspinnung mit Seide von einander isolirten, dicht neben einander liegenden Windungen von Drath, so multiplicirt sich bei gleichbleibender Stromintensität die Wirkung, und die Einstellung des Leiters wird energischer. — Man kann dann auch die Windungen neben einander in einer Ebene, wie in Fig. 40 ausbreiten [1]). — Zieht man die Windungen aus einander, wie in Fig. 41, so stellt sich dennoch der Leiter so, dass das eine Ende der auf diese Weise gebildeten Spirale nach Norden, das andere nach Süden weist [2]).

Fig. 41.



Man kann sich die Einstellung der Spiralen leicht durch folgenden von **Ampère** herrührenden Vergleich bemerken:

Denkt man sich mit dem Strom der positiven Elektricität fortschwimmend, während man die Axe der Spirale anblickt, so stellt sie sich so ein, dass man den magnetischen Nordpol der Erde zur linken Hand hat.

Man kann die Einstellung eines verticalen geschlossenen Leiters durch den von uns angenommenen Erdstrom auch ohne Anwendung eines besonderen Elementes nachweisen. Man befestigt auf einem Kork Fig. 42 eine aus einigen Windungen bestehende Spirale von übersponnenem Kupferdrath, deren Enden unterhalb des Korkes an eine Kupfer- und eine Zinkplatte angelöthet sind. Lässt man diesen Apparat auf verdünnter Schwefelsäure schwimmen, so durchfliesst den Drath ein Strom in der Richtung des Pfeiles, und er stellt sich so, dass die dem Beschauer zugekehrte Seite nach Norden sich wendet [3]).

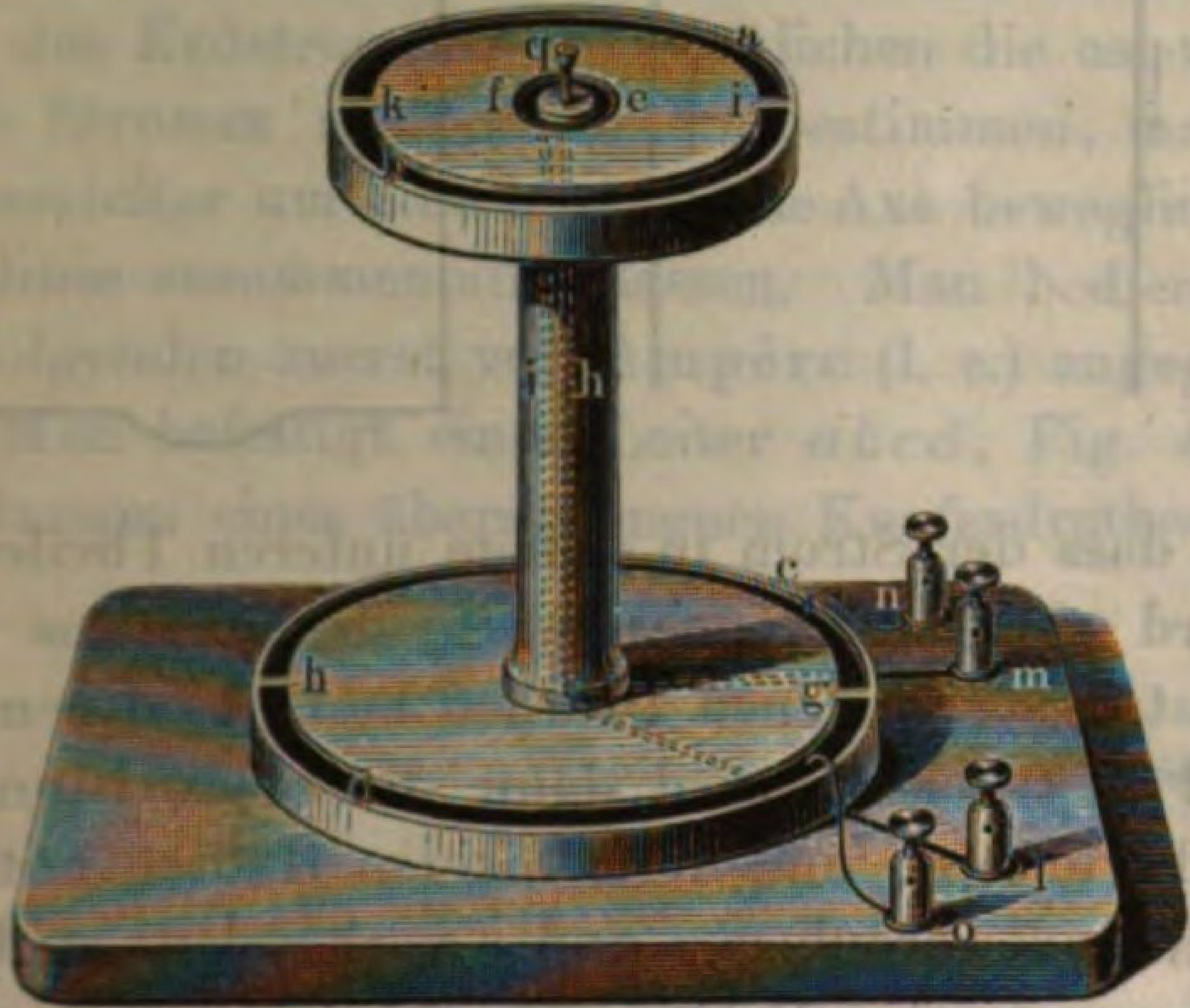
Fig. 42.



[1]) Van den Bos, Roget. Elektromagn. S. 108. — [2]) Ampère, l. c. — [3]) De la Rive, Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 113. 1822;* ähnlich auch Pinaud,

Existirt ein solcher Erdstrom in der That, so müssen auch die übrigen §. 46 mitgetheilten Erfahrungen sich auf denselben übertragen lassen. 48

Fig. 43.



Dies hat de la Rive [1]) durch einige Versuche mittelst des Fig. 43 bis 46 mit geringen Abänderungen gezeichneten Apparates gezeigt. Derselbe besteht aus zwei Holzscheiben, in welche die Rinnen *ab*, *cd* und *ef* eingegraben sind, die mit Quecksilber gefüllt werden. Die Rinnen *ab* und *cd* können durch Querwände *g*, *h*, *i* und *k* in je zwei Hälften getheilt werden. Die Holzscheiben sind durch eine Holzsäule verbunden. Durch diese gehen zwei Dräthe *h* und *i*, von denen der erste oberhalb einen Quecksilbernapf *q* trägt, der andere zur Rinne *ef* führt. Die Dräthe *h* und *i* sind mit den Klemmschrauben *l* und *m*, die beiden Hälften der Rinne *c* und *d* mit den Klemmschrauben *n* und *o* in Verbindung.

Wird nun auf den Quecksilbernapf *q* ein Leiter von Drath, Fig. 44 (a. f. S.), vermittelst einer Stahlspitze *s* aufgesetzt, während sein anderes Ende *t* in die Rinne *ef* eintauchte, und werden die Klemmschrauben *m* und *l* mit den Polen der Säule verbunden, so fliesst z. B. der Strom im Leiter in der durch die Pfeile angegebenen Richtung. Derselbe stellt sich dann analog den Erfahrungen des vorigen Paragraphen so, dass der Strom in seiner unteren Seite von Ost nach West fliesst.

Werden dagegen die Klemmschrauben *n* und *o* mit den Polen der Säule verbunden und die Leiter Fig. 45 (a. f. S.) auf den Quecksilbernapf *q* aufgesetzt, der jetzt nur als Träger des Leiters dient, so durchfliesst der Strom denselben z. B. in der Richtung der Pfeile. Er stellt sich dann so, dass der Strom in seinem oberen Theil von West nach Ost fliesst. Es überwiegt also die Wirkung auf die längeren verticalen Dräthe. — Wird der obere Theil des Leiters Fig. 46 (a. f. S.) durch einen Glasstab ersetzt und werden seine unteren Enden metallisch verbunden, und von seinen beiden oberen Enden zwei Platindräthchen *u* und *v* in die beiden Hälften

Ann. de Chim. et de Phys. T. XLVII, p. 204. 1834;* Pogg. Ann. Bd. XXXVI, S. 548.* Eigentlicher Erfinder des Instrumentes ist Dr. Neef, vergl. Pogg. Ann. l. c. — [1]) G. de la Rive, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 269;* A. de la Rive, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXI, p. 24. 1822;* auch Pohl, Gilb. Ann. Bd. LXXIV, S. 389 und Bd. LXXV, S. 269. 1823.*

der Rinne *cd* eingesenkt, die man mit den Polen der Säule verbindet,

Fig. 44.

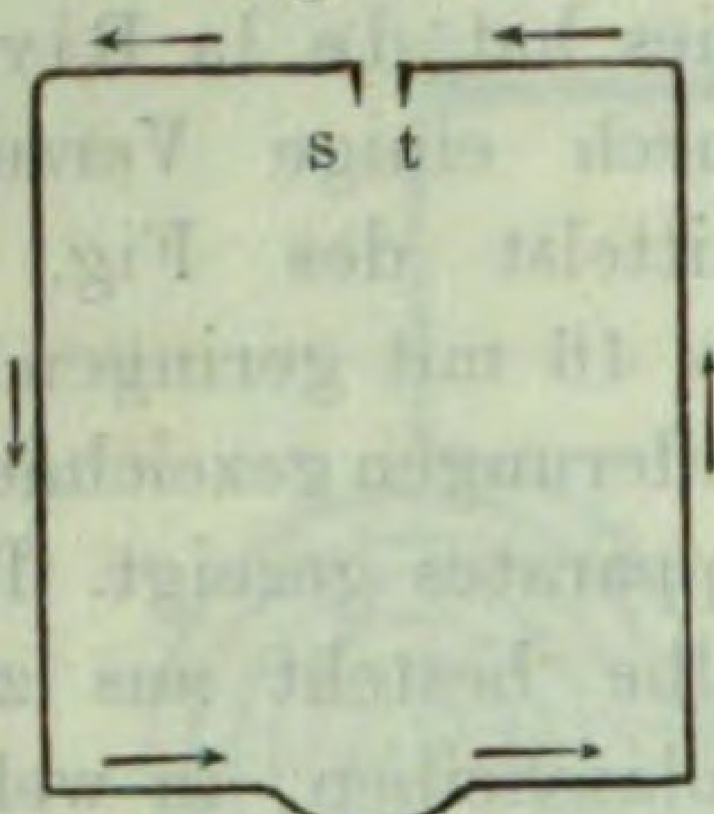


Fig. 45.

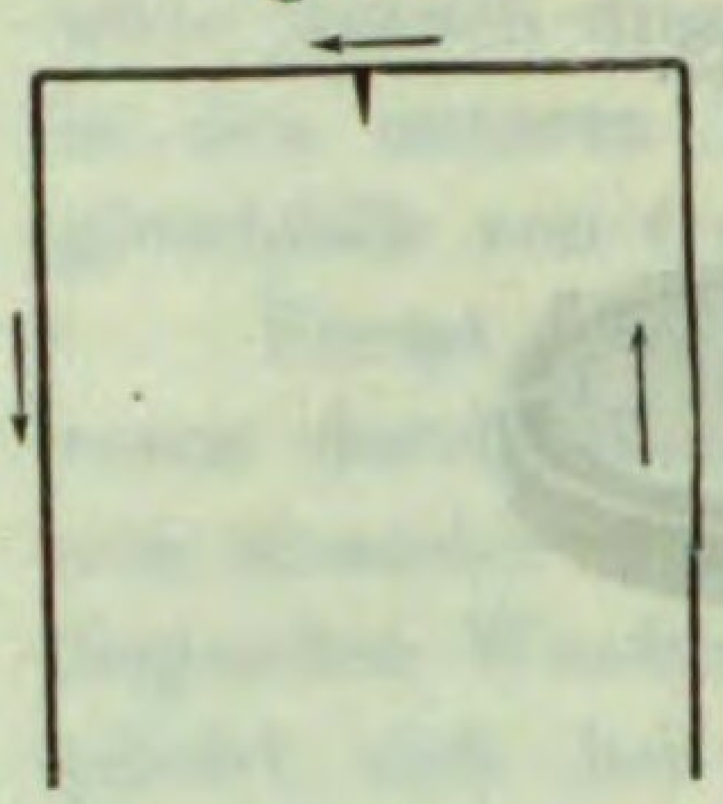
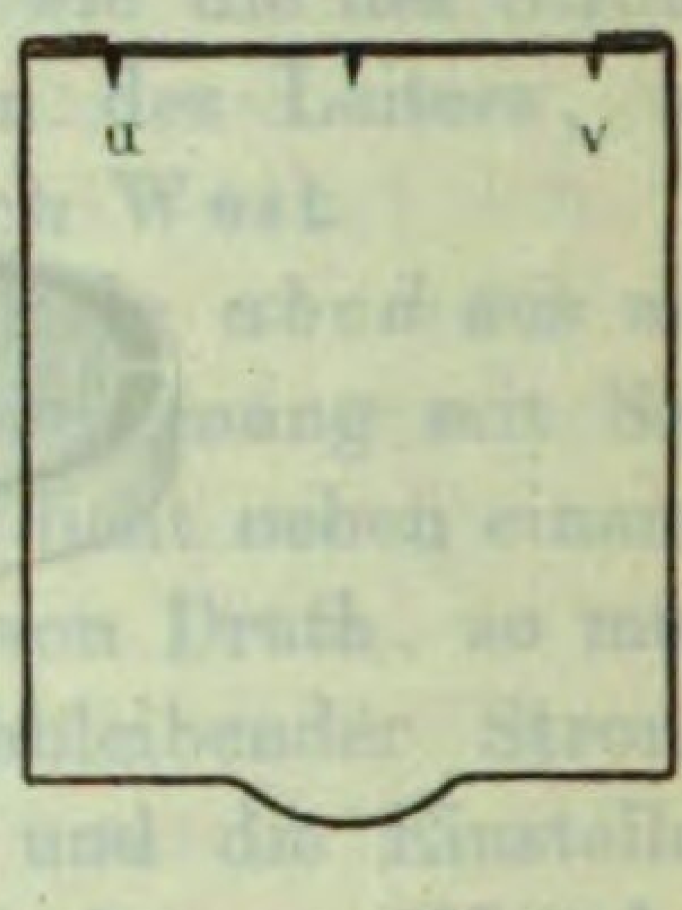
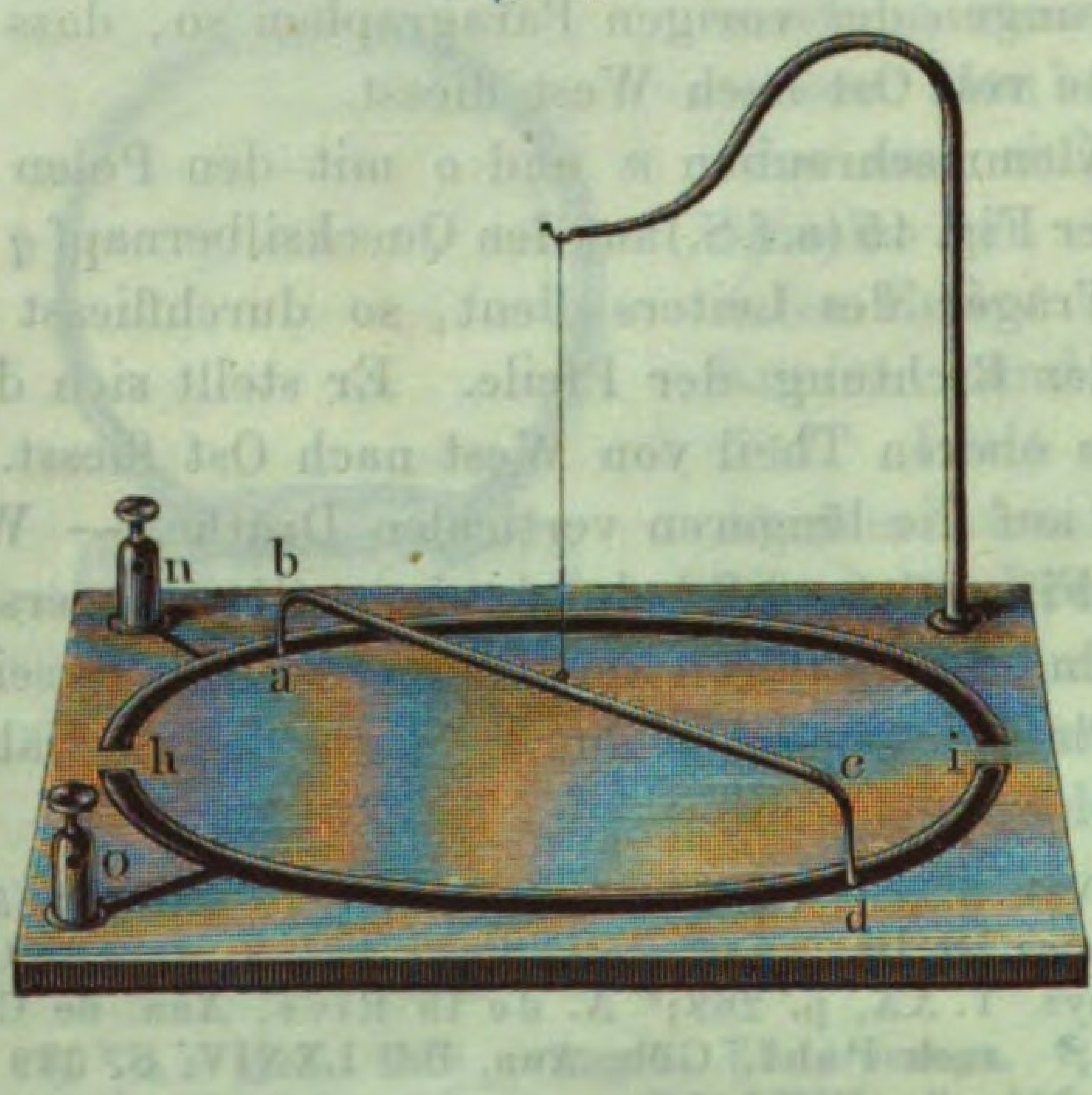


Fig. 46.



so stellt sich der Leiter so, dass der Strom in seinem unteren Theile von Ost nach West fliesst. Wird ein Leiter angewendet, der nur aus zwei verticalen durch einen Glasstab verbundenen Dräthen besteht, deren Enden in die Rinnen *ab* und *cd* tauchen, wird dann die obere Rinne *ab* nicht getheilt, wohl aber die untere, und deren beiden Hälften mit den Polen der Säule durch die Klemmschrauben *n* und *o* verbunden, so fliesst der Strom in dem einen der verticalen Dräthe von oben nach unten, in dem anderen von unten nach oben. Auch hier stellt sich der erstere Drath gegen Osten ein. — Fliesst in beiden Dräthen der Strom aufwärts oder abwärts, indem man beide Rinnen *ab* und *cd* ungetheilt lässt, und *ab* mit dem einen, *cd* mit dem anderen Pol der Säule verbindet, so bleibt der Leiter in jeder Lage in Ruhe. — Wird der eine der beiden Dräthe dieses letzteren Apparates entfernt, so dass nur noch ein einziger verticaler Drath übrig bleibt, so stellt er sich, wenn der Strom in ihm abwärts fliesst, auf der östlichen, wenn er aufwärts fliesst, auf der westlichen Seite des Apparates ein. Wird endlich die Rinne *ab* bei *i* und *k* getheilt, und ein horizontaler Drath auf *d* aufgesetzt, dessen Enden in die mit den beiden Polen der Säule verbundenen beiden Hälften der Rinne eintauchten, so stellt er sich so, dass der Strom in ihm von Ost nach West fliesst.

Fig. 47.



Der zuletzt beschriebene Versuch lässt sich noch einfacher in folgender Weise anstellen.

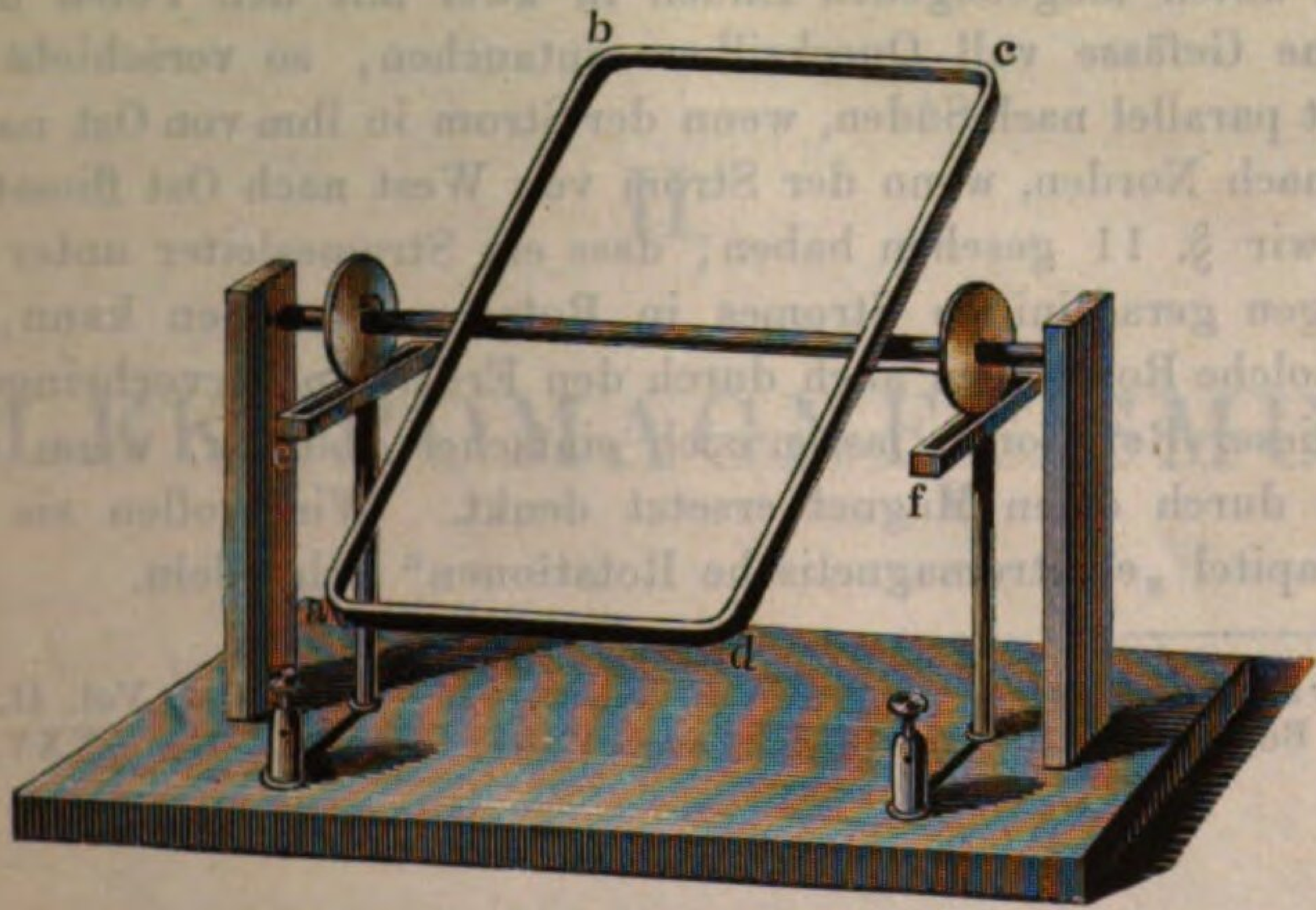
Man hängt einen Drath *abcd*, Fig. 47, an einem Coconfaden so auf, dass seine Enden *a* und *d* in eine kreisförmige Quecksilberrinne tauchen, die bei *h* und *i* durch Glaswände

in zwei Hälften getheilt ist, und verbindet das Quecksilber in beiden Hälften mit den Polen der Säule. Der Drath *abcd* dreht sich so, dass die Stromesrichtung in ihm die ostwestliche ist.

Durch die vorhergehenden Versuche ist festgestellt, dass die Rich- 49
tung des Erdstromes im Wesentlichen die ost-westliche ist. Um die Lage dieses Stromes noch näher zu bestimmen, machen wir einen viereckigen Stromesleiter um eine horizontale Axe beweglich, welche wir mit der Ost-Westlinie zusammenfallen lassen. Man bedient sich hierzu zweckmässig des folgenden zuerst von Ampère (l. c.) angegebenen Apparates.

Man befestigt einen Leiter *abcd*, Fig. 48, welcher aus mehreren Windungen eines übersponnenen Kupferdrathes gebildet ist, an einer von

Fig. 48.



ihm isolirten, in zwei Zapfenlagern sehr leicht laufenden Axe. Die Enden des Drathes sind mit kleinen Kupferrädchen verbunden, welche in die Quecksilbernäpfe *e* und *f* eintauchen. Der Drath ist so äquilibrirt, dass er in jeder Lage im Gleichgewicht ist. Stellt man den Apparat so auf, dass die horizontale Axe desselben senkrecht gegen die Richtung der Declinationsnadel liegt, verbindet mit den Quecksilbernäpfen *e* und *f* die Pole der Säule, so nimmt der Leiter wieder eine solche Lage an, dass an seinem unteren horizontalen Theile die Stromesrichtung von Ost nach West geht. Zugleich neigt sich der Leiter aber mit seinem oberen Ende nach Norden, so dass seine Ebene gegen die Verticalebene geneigt ist. Eine genauere Untersuchung ergiebt, dass er sich hierbei stets so stellt, das seine Ebene auf der Axe der Inclinationsnadel senkrecht steht.

Der horizontale Erdstrom wird gerade wie jeder andere horizontale und der Axe des Apparates parallele Strom auf die Seiten *ab* und *cd* dieses Apparates keinen Einfluss haben können, da die Richtung des Stromes in *ab* und *cd* entgegengesetzt ist, also jedes auf *ab* ausgeübte Drehungs-

moment durch ein gleiches auf *cd* ausgeübtes aufgehoben wird. Dagegen stellt sich die Ebene des Stromes *abcd* so ein, dass sie mit der durch die Axe und den Erdstrom gelegten Ebene zusammenfällt, und dabei die Seite *ad*, in welcher der Strom dem Erdstrom gleich gerichtet ist, sich ihm zukehrt. Wir werden also den Erdstrom südlich von unseren Beobachtungsorten in ost-westlicher Richtung, und zwar in der auf der Inclinationsnadel verticalen Ebene, annehmen müssen.

An verschiedenen Stellen der Erde richtet sich je nach der Aenderung der Declination und Inclination der bewegliche Stromesleiter verschieden, immer jedoch entsprechend den hier ausgesprochenen Gesetzen.

Ein unmittelbares Ergebniss der vorhergehenden Angaben ist folgender Versuch: Hängt man einen horizontalen etwa 1 Fuss langen Drath in ost-westlicher Richtung an zwei langen Coconfäden auf, und lässt seine beiden nach unten umgebogenen Enden in zwei mit den Polen der Säule verbundene Gefässe voll Quecksilber eintauchen, so verschiebt er sich sich selbst parallel nach Süden, wenn der Strom in ihm von Ost nach West, dagegen nach Norden, wenn der Strom von West nach Ost fliesst [1]).

Da wir §. 11 gesehen haben, dass ein Stromesleiter unter Einfluss eines langen geradlinigen Stromes in Rotation kommen kann, so lassen sich solche Rotationen auch durch den Erdstrom hervorbringen. Die Gesetze dieser Rotationen lassen sich einfacher ableiten, wenn man den Erdstrom durch einen Magnet ersetzt denkt. Wir wollen sie deshalb erst im Capitel „elektromagnetische Rotationen“ behandeln.

[1]) Faraday, Quarterly Journ. Vol. XII, p. 416; Exp. Res. Vol. II, p. 152;* Gilb. Ann. Bd. LXXII, S. 122. 1822;* auch Pohl, Gilb. Ann. Bd. LXXV, S. 282.* 1823.*

II.

ELEKTROMAGNETISMUS.

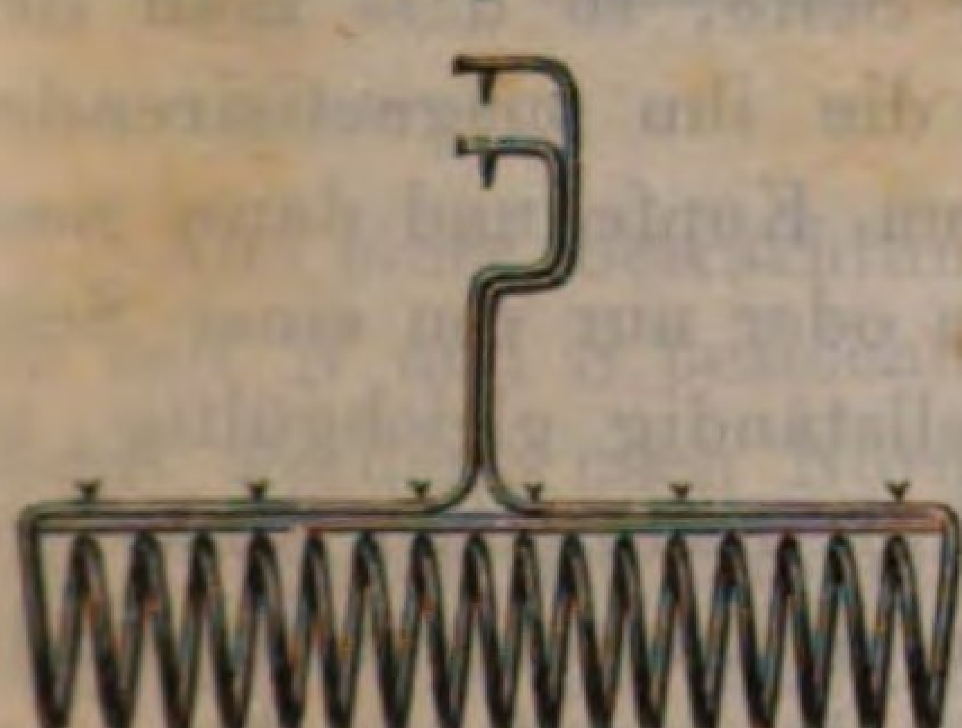
Erstes Capitel.

Allgemeine Theorie des Magnetismus. Verhalten der Magnete gegen galvanische Ströme.

I. Theorie der Magnetisirung durch galvanische Ströme.

Hängt man an dem Ampère'schen Statif eine in vielen Windungen gewundene Spirale (Fig. 49) auf, so kann man beim Hindurchleiten eines Stromes die Kraft, mit der sie durch die Einwirkung des Erdstromes gerichtet wird, durch die Anzahl der Schwingungen bestimmen, welche sie in einer bestimmten Zeit um ihre Gleichgewichtslage in nord-südlicher Richtung macht. — Legt man jetzt in die Spirale, während sie vom Strome durchflossen wird, einen dünnen Stab von Stahl oder hartem Eisen, so schwingt die Spirale trotz der Vermehrung ihres Trägheitsmomentes durch die Masse des Stabes schneller um ihre Gleichgewichtslage als vorher. Ein gleich schwerer Kupfer- oder Messingstab würde nur entsprechend der Zunahme des Trägheitsmomentes die Schwingungsdauer vergrössern. Hebt man nun den Strom auf, und lässt dabei den Stab in der Spirale, so behält auch jetzt noch ihre Axe eine Richtung von Nord nach Süd, und schwingt um diese Gleichgewichtslage, wenn auch schwächer als während der Schliessung des Stromes. — Auch für sich aufgehängt stellt sich der Stahlstab jetzt wie die Spirale mit seiner Axe von Nord nach Süd. Wird er in seinem Schwerpunkte aufgehängt, so nimmt er die Stellung einer Inclinationsnadel ein. 50

Fig. 49



Wir schliessen aus diesen Versuchen, dass der Stab, während er in der Spirale der Wirkung des Stromes ausgesetzt war, in Bezug auf die Einwirkung des Erdstromes auf ihn Eigenschaften bekommen hat, welche

denen der Spirale völlig gleich waren, dass er nach Aufheben des Stromes diese Eigenschaften zum Theil noch beibehalten hat. — Der Stab ist hierbei während der Schliessung des Stromes ein „Elektromagnet“ geworden, und hat einen gewissen temporären Magnetismus erhalten; nach dem Oeffnen des Stromes hat er einen Rückstand jenes Magnetismus, einen bestimmten permanenten Magnetismus beibehalten.

Diese Magnetisirung des Eisens und Stahls durch den galvanischen Strom ist kurz nach der Entdeckung der Ablenkung der Magnetnadel durch denselben durch Oersted von Arago [1]) gefunden worden.

Man nennt jetzt allgemein das Ende des Stabes, welches sich nach Norden wendet, seinen Nordpol, oder, da man dasselbe gewöhnlich in irgend einer Weise am Stabe auszeichnet, seinen bezeichneten Pol; das entgegengesetzte Ende seinen Südpol oder unbezeichneten Pol [2]). In früheren Zeiten kehrte man die Bezeichnungen des Nord- und Südpols häufig um.

Um einen Stahl- oder Eisenstab zu magnetisiren, ist es hierbei nicht nöthig, denselben in eine Spirale einzuschieben. Es genügt, denselben quer über einen geradlinigen Drath hinüberzulegen, welcher vom Strom durchflossen wird. Der Stab wird magnetisch, als wenn der Drath ein Theil einer um den Stab gewundenen Spirale von unendlich grossem Radius wäre, durch welche man den Strom in der der Richtung des Stromes im Drath entsprechenden Richtung geleitet hätte.

Betrachtet man einen Magnetstab von der Seite, so dass man den Nordpol desselben zur Linken hat, so sind die ihn magnetisirenden Ströme von den Füssen des Beschauers zu seinem Kopfe, und dann nach vorn hin um den Magnetstab gerichtet gewesen oder nur von einer Seite dieser Richtung entsprechend. Es ist dabei vollständig gleichgültig, ob die zur Magnetisirung des Stabes benutzte Spirale rechts oder links gewunden ist. Verfolgt man in jeder einzelnen Windung derselben die Richtung des Stromes, so giebt das eben angeführte, zuerst von Ampère gegebene Bild (vergl. §. 47) stets die Art der Magnetisirung.

51 Wird einer frei aufgehängten, vom Strom durchflossenen Spirale eine zweite gleichfalls von einem Strom durchflossene Spirale mit ihrem Ende genähert, so wird erstere angezogen oder abgestossen, je nachdem in beiden Spiralen die Stromesrichtung dieselbe oder die entgegengesetzte ist. Legt man in die eine oder andere Spirale einen weichen Eisenstab oder Stahlstab, so werden diese Anziehungs- und Abstossungserscheinungen bedeutend gesteigert. In noch höherem Grade geschieht dies, wenn in beide Spiralen Eisen- oder Stahlstäbe eingeschoben werden. Die Stäbe haben also auch hier durch den temporären Magnetismus, der in ihnen durch die Einwirkung der Ströme erregt worden ist, die Eigenschaften der Spiralen

[1]) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 93. 1820;* Gilb. Ann. Bd. LXVI, S. 311.* — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. I, §. 44, Anm.*

erhalten. Nimmt man die Stäbe aus den Spiralen heraus, so bewahren sie je nach ihrer Beschaffenheit mehr oder weniger permanenten Magnetismus und somit auch die Eigenschaften, die sie in den Spiralen erlangt hatten.

Wird daher der eine von den Stahlstäben, welche auf diese Weise behandelt waren, an einem dünnen Faden frei aufgehängt, und der andere seinem einen oder anderen Ende genähert, so wird der bewegliche Stahlstab angezogen, wenn die magnetisirenden Ströme um beide in gleicher Richtung geflossen waren, dagegen abgestossen, wenn die magnetisirenden Ströme um beide eine entgegengesetzte Richtung gehabt hatten.

Ein Beispiel der Anziehung liefert die Fig. 50 I.; Beispiele der Abstossung die Fig. 50 II. und III., wo die Richtung der die Stahlstäbe magnetisirenden Ströme durch Pfeile bezeichnet sind.

Fig. 50.

I.
II.
III.



Aus einer Betrachtung der Richtung dieser Pfeile ergiebt sich, dass die mit N und S bezeichneten Enden der Stäbe sich, wenn sie frei aufgehängt werden, nach Nord und Süd kehren werden, also den Nordpolen und Südpolen der Magnetstäbe entsprechen. Es folgt also, dass die gleichnamigen Pole der Magnete, Nordpol und Nordpol, Südpol und Südpol, einander abstossen, ungleichnamige Pole, Nord- und Südpol, einander anziehen.

Eisenstäbe an Stelle der Stahlstäbe zeigen diese Eigenschaften viel weniger oder gar nicht, da sie viel weniger permanenten Magnetismus enthalten.

Man könnte in dieser Weise die Einstellung der Magnetnadeln (und ebenso der Stromesleiter) unter dem Einflusse des Erdstromes erklären, indem man an seiner Stelle sich einen Magnet in der Erde dächte, dessen Axe auf der Ebene des Erdstromes vertical stände, dessen unbezeichneter (Süd-) Pol nach Norden, dessen bezeichneter (Nord-) Pol nach Süden gekehrt wäre. Da sich frei aufgehängte Magnetnadeln an einem Orte in nicht zu grossen Entfernungen von einander parallel stellen, dabei aber ihr Schwerpunkt in unveränderter Lage bleibt, werden wir annehmen müssen, dass die Pole dieses Erdmagnetes in so weiter Entfernung von dem Beobachtungsort sich befinden, dass ihre Wirkungen auf die Pole der Magnetnadeln gleich und entgegengesetzt gerichtet sind. Die nähere Bestimmung der

Lage des Erdmagnetes u. s. f. gehören in das hier nicht zu behandelnde Gebiet des Erdmagnetismus.

52 Ebenso wie eine vom galvanischen Strom durchflossene Spirale einen Eisen- und Stahlstab temporär und permanent magnetisiren kann, kann auch weiter der Magnetismus von einem temporär oder permanent magnetisirten Eisen- oder Stahlstab auf einen zweiten solchen Stab übertragen werden. Legt man z. B. einen Stahlmagnet in der Ost-Westrichtung einer Magnetnadel in einer gewissen Entfernung gegenüber, so wird dieselbe aus ihrer Lage abgelenkt. Legt man zwischen den Magnet und die Nadel einen Stab von weichem Eisen, so wird die Nadel viel stärker abgelenkt, und die Verstärkung der Ablenkung ergiebt, dass der Eisenstab sich in gleichem Sinne magnetisirt hat, wie der Stahlmagnet, so dass das dem Nordpol des Letzteren zugekehrte Ende des Eisenstabes südpolar geworden ist. Entfernt man den Stahlmagnet, so verschwindet die Ablenkung der Nadel zum grössten Theil; der durch die Einwirkung des Stahlmagnets hervorgerufene temporäre Magnetismus des Eisens ist also verschwunden. — Wendet man statt des Eisenstabes einen Stahlstab an, so bewahrt die Magnetnadel einen bestimmten Theil ihrer Ablenkung, namentlich wenn man den Stahlstab während seiner Berührung mit dem Magnet erschüttert hat. Der Stahlstab behält einen gewissen permanenten Magnetismus bei.

Wendet man bei diesen Versuchen statt des magnetisirenden Stahlmagnetes eine von einem Strom durchflossene Spirale an, in welche man einen Eisenstab einschiebt, so addirt sich die magnetisirende Wirkung des Stromes in der Spirale und die des durch dieselbe elektromagnetisirten Eisenkernes; die Ablenkung der Magnetnadel wird viel bedeutender als bei Anwendung der Spirale allein; die temporäre Magnetisirung des Stabes vor der Spirale mit ihrem Kerne ist viel grösser geworden. Legt man vor die Spirale einen Stahlstab, so ist auch der in demselben zurückbleibende permanente Magnetismus viel bedeutender als ohne Anwendung des Eisenkernes.

Je näher die zu magnetisirenden Stäbe an den magnetisirenden Stahl- oder Elektromagnet gebracht werden, desto stärker wird ihr temporärer und permanenter Magnetismus; er ist bei unmittelbarer Berührung derselben am stärksten.

Also auch hier ist das Verhalten eines permanent magnetischen Stahlstabes, so wie eines (elektro-) magnetischen Eisenstabes ganz analog dem einer vom Strom durchflossenen Spirale.

53 Die Erregung des temporären Magnetismus des weichen Eisens durch Magnete und Elektromagnete bewirkt, dass das Eisen vom Magnete angezogen wird, indem auf der dem Pol des Magnetes zugekehrten Seite des Eisens temporär ein ungleichnamiger Pol entsteht.

Legt man daher z. B. an den nach unten gerichteten Nordpol eines senkrecht befestigten Stahlmagnetes ein kurzes Eisenstäbchen, so erhält

es temporär einen Südpol auf der dem Magnetpol zugekehrten, einen Nordpol auf der ihm abgekehrten Seite. Legt man ein zweites Eisenstäbchen unten an das erste, so wird auch dieses in gleichem Sinne temporär magnetisch wie das erste, und bleibt an diesem hängen. Ebenso würde sich ein drittes und viertes Stäbchen u.s.f. verhalten, bis das Gewicht der an den Magnetstab angehängten Stäbchen die Anziehung des Magnetes gegen das obere Stäbchen überwiegt und die Stäbchen abreissen. — Reisst man das oberste Stäbchen von dem Magnet ab, so fallen die unteren Stäbchen von demselben ab, da ihr temporärer Magnetismus nach dem Aufhören der Einwirkung der magnetisirenden Kraft verschwindet, und der in ihnen zurückbleibende permanente Magnetismus zu klein ist, um die Anziehung der einzelnen Stäbchen in hinlänglicher Stärke zu erhalten.

Legt man daher auf die Pole eines Stahlmagnetes zwei Eisenplatten, so werden ihre Enden dieselbe Polarität zeigen, wie die Pole des Magnets. Man kann durch diese „Armirung" die Pole des Magnets an zwei beliebige, einander naheliegende Orte verlegen.

Man bezeichnet einen weichen Eisenstab, welcher von den Polen eines Magnetes oder Elektromagnetes angezogen wird, mit dem Namen seines Ankers.

Verbindet man die beiden Polflächen eines Stahlmagnetes durch einen Stab von weichem Eisen, so unterstützen sich die von beiden Polen des Stahlmagnetes ausgehenden temporären Megnetisirungen des weichen Eisens gegenseitig. Es ist dann die Anziehung des auf diese Weise an den Magnet gelegten Ankers viel bedeutender, und man kann an ihn viel grössere Gewichte hängen, ohne dass er von den Magnetpolen abgerissen wird, als wenn man nur an jeden einzelnen Pol Eisenstäbe anlegte, und diese durch Gewichte abzureissen suchte. 54

Man bezeichnet die Gewichte, welche erforderlich sind, um einen an den einen oder an beide Pole eines Magnetes gelegten Anker von ihnen abzureissen (mit Einschluss des Gewichtes des Ankers selbst, wenn dasselbe nicht auf irgend eine Weise äquilibrirt ist), mit dem Namen der Tragkraft des Magnetes. — Es kann uns dieselbe in vielen Fällen als ein Maass für die Stärke der Magnetisirung dienen.

Nähert man einem vertical aufgestellten permanent magnetisirten Stahlstabe von der Seite her eine an einem Coconfaden aufgehängte, oder auf einem auf einer Spitze schwebenden Achathütchen befestigte magnetisirte Stahlnadel und zählt die Schwingungen, welche sie in einer gegebenen Zeit macht, so beobachtet man, dass die Anziehungs- und Abstossungserscheinungen hauptsächlich an den Endpunkten des Stabes sich zeigen, gegen die Mitte desselben aber sehr schnell bis zu Null abnehmen. Die Resultanten der von den einzelnen Punkten des Magnetstabes auf die Pole einer Magnetnadel ausgehenden anziehenden und abstossenden Wirkungen vereinen sich so in zwei Punkten des Stabes, die meist nur wenige Milli- 55

meter von seinen Endflächen entfernt liegen, und seine eigentlichen Pole darstellen.

56 Die Analogien, welche sich schon vorläufig zwischen dem Verhalten zweier magnetisirter Stahl- oder Eisenstäbe und zweier vom Strome durchflossener Drathspiralen herausgestellt haben, machen es wahrscheinlich, dass in den Stäben selbst durch den Einfluss der Ströme in den Spiralen, in die sie eingelegt worden waren, galvanische Ströme entstanden seien, die in gleicher Richtung wie die letzteren in ihnen kreisen, und auch in grösserer oder geringerer Intensität noch fortbestehen, nachdem sie aus den Spiralen entfernt worden sind. Es fragt sich, ob diese hypothetischen Ströme die ganze Masse der Stäbe durchfliessen oder nur um ihre einzelnen Moleküle kreisen würden. Hierüber geben die folgenden Versuche einen Aufschluss:

Bilden wir den Stab aus einer grösseren Anzahl dünner, parallel neben einander gelegter und zusammengebundener Stahldräthe, so zeigt jeder dieser Dräthe, nachdem der aus ihnen geformte Stab der Einwirkung der vom Strome durchflossenen Spirale ausgesetzt war, dasselbe magnetische Verhalten wie der aus ihnen gebildete Stab.

Zerbricht man einen Magnetstab, und hängt seine einzelnen Theile an Coconfäden auf, dass sie sich in einer Horizontalebene drehen können, so stellen sie sich gerade so wie der ganze Stab in der Richtung der Declinationsnadel ein, und zwar weisen die im Stabe vorher nach Nord gerichteten Enden der Theile wieder nach Nord. Nähert man wieder jedem Theile von der Seite eine Magnetnadel, so zeigt sich, dass jeder derselben einen Nord- und einen Südpol besitzt, wie vorher der ganze Stab.

Es hat daher jedes einzelne Theilchen eines der Wirkung des eine Spirale durchfliessenden Stromes ausgesetzten Stahlstabes in gewisser Beziehung die Eigenschaft der Spirale angenommen, sich mit der Axe in der Richtung von Nord nach Süd zu stellen. Jedes einzelne Theilchen ist also magnetisch oder zu einem „Molekularmagnet" geworden.

57 Diese Thatsache wird auch durch folgenden Versuch bestätigt:

Füllt man ein an beiden Enden mit Korken verschlossenes Glasrohr mit feinen Stahlfeilen, und hängt es frei beweglich in der Horizontalebene auf, so stellt es sich in jeder Lage ins Gleichgewicht. Schiebt man jetzt die Glasröhre durch eine vom Strome durchflossene Spirale, und sind die Stahlfeile in derselben magnetisch geworden, so stellt sich die Röhre mit ihrer Axe von Nord nach Süd. Schüttet man nun die Stahlfeile aus der Röhre aus, reibt sie stark durch einander und füllt sie von Neuem in die Röhre, so stellt dieselbe sich beim Aufhängen nicht mehr von Nord nach Süd. Durch das Umschütteln haben die einzelnen Stahlfeile ihre Lage verlassen; die Richtung, welche sich in ihnen von Nord nach Süd stellt, ist nicht mehr in allen gleich gerichtet. Der Erdstrom kann daher die mit ihnen gefüllte Röhre nicht mehr einstellen.

Nach diesen Versuchen müsste man annehmen, es seien durch die 58
Einwirkung des Stromes in der Spirale in den einzelnen Molekülen eines Eisen- oder Stahlstabes gleichfalls galvanische Ströme von einer gewissen Intensität erzeugt worden, welche in derselben Richtung fliessen, wie jener Strom in den Windungen der Spirale. Diese Ströme würden bei Stäben von weichem Eisen nach dem Aufhören des magnetisirenden Stromes in der Spirale gleichfalls fast vollständig aufhören; im Stahl aber mit einer, freilich geringeren Intensität fortdauern [1]).

Statt dieser Annahme könnte eine sich ihr anschliessende zweite auf- 59
gestellt werden [2]):

Die einzelnen Moleküle des Stahles und Eisens wären nach dieser Hypothese permanent in bestimmten Richtungen von Molekularströmen umflossen, welche indess in einem gewöhnlichen Stabe nach allen Richtungen durch einander liegen. Da die Wirkung dieser Ströme von dem Product ihrer Intensität mit den von ihnen umflossenen Flächen dargestellt wird, so können wir beliebige Annahmen über das gegenseitige Verhältniss dieser beiden Grössen machen, vorausgesetzt, dass das Product derselben ungeändert bleibt. Die natürlichste Annahme wäre, dass in der ganzen Masse eines magnetischen Metalles sowohl die Intensitäten als auch die Flächenräume aller Molekularströme gleich sind. Ein auf der Ebene der Molekularströme errichtetes Loth, dessen Länge jenem Product proportional ist, wollen wir mit dem Namen ihrer Axe bezeichnen.

In einem unmagnetischen Stabe liegen die Axen der Molekularströme nach allen Richtungen durch einander. Ihre Wirkungen nach aussen würden sich dann aufheben. Bei der Wirkung eines äusseren, gegen die Axe des Stabes senkrechten, magnetisirenden Stromes würden sich die Moleküle des Metalles so um ihren Schwerpunkt drehen, dass die dem magnetisirenden Strom zugekehrten Seiten der Molekularströme sich demselben mehr oder weniger parallel stellten. Man kann dann die Wirkung der Ströme nach aussen in zwei Componenten zerlegen, indem man durch ihre Axen Ebenen legt, welche der Axe des Stabes parallel sind, und die Axen der Molekularströme selbst in diesen Ebenen einmal auf eine der Axe des Stabes parallele Linie und dann auf eine gegen dieselbe senkrechte Linie projicirt. Da nun die verschiedenen Molekularströme vor der Einwirkung des magnetisirenden Stromes nach allen Richtungen im Stabe liegen, so werden die letzteren Projectionen der Axen bei den verschiedenen Molekularströmen in den gegen die Axe des Stabes verticalen Ebenen nach allen Richtungen sich hinwenden, und so die Wirkungen der durch sie dargestellten Componenten der Molekularströme nach aussen sich gegenseitig aufheben. Die Projectionen der Axen der Molekularströme auf die der Axe des Stabes parallelen Linien stellen aber Systeme von Molekularströmen dar, die alle senkrecht gegen

[1]) Ampère, Théorie, p. 323 u. folgende;* Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 476. 1820.* — [2]) Weber, Elektrodyn. Maassbest. Bd. III, S. 557 u. folgende.*

jene Axe verlaufen, wie auch die in der ersten Hypothese angenommenen Molekularströme. — Nehmen wir an, dass die mittlere Grösse der Projectionen der Axen der Molekularströme auf die Axe des Stabes an allen Stellen gleich gross sei, so werden auch, da wir die Intensitäten der Molekularströme als gleich angenommen haben, die Flächenräume dieser senkrecht gegen die Axe des Stabes verlaufenden Molekularströme gleich gross sein. Jede Längsfaser des Stabes verhält sich dann wie ein Solenoid.

Nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes würden die Molekularmagnete in Folge der zwischen ihnen thätigen Molekularkräfte wieder in ihre früheren Lagen zurückzukehren streben; dies würde beim Eisen fast vollständig geschehen, beim Stahl in Folge eines der Drehung der Moleküle entgegenstehenden Widerstandes nur unvollkommen, so dass der letztere einen grösseren permanenten Magnetismus behielte, als ersteres.

60 Nach einer dritten älteren Hypothese [1]) sollten in den einzelnen Molekülen des Stahles und Eisens zwei entgegengesetzte magnetische Fluida, das Nord- und Südfluidum, enthalten sein, welche, ähnlich wie die positive und negative Elektricität in den Molekülen der unelektrischen Körper, vor dem Magnetisiren mit einander verbunden wären und keine Wirkung nach aussen zeigten. Beim Magnetisiren würden während der Einwirkung der magnetisirenden Kraft die Fluida in jedem Molekül von einander in der Weise geschieden, dass das Nordfluidum sich in der Richtung der Axe der magnetisirenden Spirale nach der einen, das Südfluidum sich nach der entgegengesetzten Seite hinwendete, und an den Enden der Moleküle anhäufte. Wie bei den Elektricitäten sollten sich nun die gleichnamigen Fluida, Nordfluidum und Nordfluidum, oder Südfluidum und Südfluidum, einander abstossen, dagegen die ungleichnamigen Fluida, Nord- und Südfluidum, einander anziehen. — Im Innern des Magnetstabes liegen die mit entgegengesetzten Fluidis beladenen Enden je zweier benachbarter Moleküle dicht neben einander. Ihre Wirkung nach aussen hin auf eine neben dem Magnetstab befindliche Magnetnadel hebt sich also auf, wenn die Vertheilung der Fluida in den einzelnen Molekülen in gleicher Intensität vor sich gegangen ist. Nur an den Enden des Stabes würden die äussersten Moleküle einerseits Nordfluidum, andererseits Südfluidum besitzen, deren Wirkung nicht durch das daneben liegende entgegengesetzte Fluidum des benachbarten Moleküls neutralisirt wäre. Demnach würde die Anziehung und Abstossung eines Magnetstabes gegen einen zweiten hauptsächlich nur von den Enden desselben, von seinen Polen ausgehen.

Eine eigene Kraft, die Coërcitivkraft, sollte die von einander ge-

[1]) Coulomb, De la Métherie observat. sur la phys. T. XLIII, p. 272. 1793.* Gren. Neues Journ. Bd. 11, S. 333.* — Poisson, Mém. de l'Académie royale des Sciences, T. V, p. 248. 1824.*

schiedenen Fluida verhindern, sich nach Aufhebung der Scheidungskraft wieder zu vereinigen; dieselbe wäre im Stahl särker als im Eisen, so dass letzteres nach der Entfernung aus der magnetisirenden Spirale fast vollständig den Magnetismus verlöre.

Wiederum würden wir zu dieser dritten eine vierte Hypothese hinzu- 61
fügen können, welche der zweiten analog wäre, und nach der in den einzelnen Molekülen des Eisens und Stahles die magnetischen Fluida von vornherein permanent in bestimmten Richtungen, den magnetischen Axen der Moleküle, von einander geschieden wären, aber diese Moleküle mit ihren Axen in einem unmagnetischen Stab nach allen Richtungen durch einander lägen. Durch die Wirkung des magnetisirenden Stromes würden die Moleküle alle um ihren Schwerpunkt gedreht, dass ihre mit Nordfluidum beladenen Enden mehr oder weniger nach der einen, ihre mit Südfluidum beladenen Enden nach der anderen Seite der Axe der Magnetisirungsspirale sich richteten, und so wiederum der Stab eine bestimmte Polarität erhielte. An Stelle der Coercitivkraft träte ein Widerstand, der die durch den Strom gerichteten Moleküle mehr oder weniger hinderte, nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft wieder in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückzukehren.

Die Axen der Moleküle lägen wie nach der vorigen, so auch nach dieser Hypothese senkrecht gegen die Ebenen der in der zweiten Hypothese angenommenen Molekularströme.

In älterer Zeit nahm man auch wohl besondere magnetische Wirbel an, oder wie bei der dritten und vierten Hypothese, eine magnetische Flüssigkeit, deren einzelne Theile sich wie die Moleküle der Gase abstossen sollten, von der Materie des Eisens und Stahles aber angezogen würden, oder zwei Flüssigkeiten, welche gegenseitig eine Anziehung gegen einander ausübten. Diese Flüssigkeiten sollten durch die magnetisirenden Kräfte nach beiden Enden der magnetisirten Körper hinbewegt werden. Da aber jedes Theilchen des magnetisirten Eisens und Stahles sich magnetisch erweist, so hat Coulomb (l. c.) zuerst die Beweglichkeit der beiden magnetischen Flüssigkeiten auf die einzelnen Moleküle des Stahles und Eisens beschränkt.

Es ist zwischen den vier aufgestellten Hypothesen die wahrschein- 62
lichste zu wählen.

Wir werden später nachweisen, dass die in der zweiten und vierten Hypothese gemachte Annahme von Molekularmagneten, welche schon im unmagnetischen Eisen und Stahl vorhanden sind, und durch die magnetisirenden Kräfte nur gerichtet werden, viele Vorzüge hat von der in der ersten und dritten Hypothese aufgestellten Annahme, dass die Molekularströme oder die Scheidung der Fluida in den Molekülen erst im Moment der Magnetisirung selbst erzeugt würden.

Denn einmal wissen wir, dass im Moment des Schliessens eines Stro-

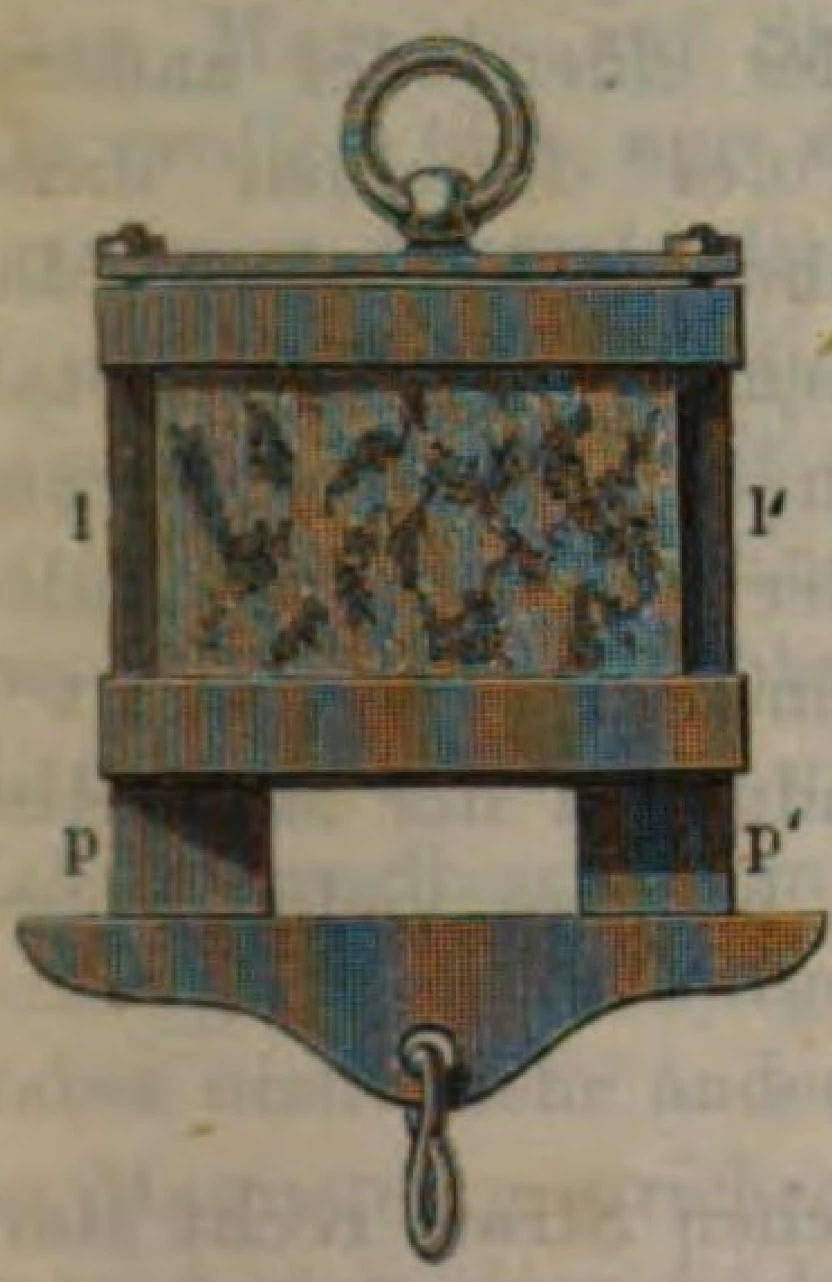
mes in einem Leiter in den benachbarten Leitern, also auch in nahe liegenden Eisen- und Stahlstäben Ströme inducirt werden, welche dem ersteren Strom gerade entgegengerichtet sind (vergl. das Capitel Induction). Würden diese Ströme nun während der Schliessung bei den magnetischen Metallen fortdauern, so müsste ihre Polarität gerade die entgegengesetzte von der sein, welche die Versuche nachweisen. — Sodann lässt sich durch die Annahme drehbarer Molekularmagnete das mit wachsender Intensität des magnetisirenden Stromes allmälig erfolgende Ansteigen des temporären Magnetismus des Eisens oder Stahles bis zu einem Maximum viel vollständiger erklären. Dieses Maximum würde erreicht sein, wenn die Axen sämmtlicher Molekularmagnete der Axe der Magnetisirungsspirale parallel lägen. Wenn nach dem Oeffnen des Stromes in derselben die Moleküle zum Theil in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückkehren, so würde dabei das magnetische Metall das Maximum seines permanenten Magnetismus behalten; derselbe wäre, wie man sagt, auf dem Sättigungspunkt angelangt. — Endlich und vor Allem lässt sich nachweisen, dass jede mechanische Aenderung der Structur der magnetischen Metalle, jede mechanische Drehung ihrer Moleküle ihren Magnetismus entsprechend verändert, je nachdem hierbei die Axen der Moleküle mehr der Axe des Magnetstabes zu- oder abgewendet werden, und umgekehrt, dass in gewissen Fällen auch die Magnetisirung eine wirkliche Gestaltsveränderung der Metalle bedingen kann, die sich nur durch eine Drehung der Moleküle in Folge der Magnetisirung erklären lässt (siehe das Capitel: Mechanisches Verhalten der magnetisirten Körper). — Es ist deshalb nur die Wahl zwischen der zweiten und vierten Hypothese übrig. Können wir durch die Annahme von Molekularströmen alle Phänomene erklären, welche durch die Annahme magnetischer Fluida erklärlich sind, so ist es natürlich, an Stelle der zwei Agentien, Elektricität und Magnetismus, nur das erstere zu setzen, und somit die Hypothese der Molekularströme allein beizubehalten. Dies ist aber nicht nur möglich, sondern wir entgehen durch diese letztere Hypothese gewissen Voraussetzungen in Betreff des Verhaltens der magnetischen Fluida gegen galvanische Ströme, die mit den gewöhnlichen Prinzipien der Mechanik durchaus im Widerspruch sind. Wir werden im Folgenden diese Aufstellungen zu begründen haben, indem wir das Verhalten zweier Magnete gegen einander und das Verhalten der Magnete gegen die galvanischen Ströme genauer betrachten und die gefundenen Grundgesetze nach der ausgesprochenen Hypothese zu begründen versuchen.

II. Magnetisirungsmethoden.

63 Ausser dem Eisen und Stahl können nur wenige Körper durch den galvanischen Strom oder durch andere, sogleich zu beschreibende Methoden temporären und permanenten Magnetismus erhalten. Zu die-

sen gehört namentlich Nickel und Kobalt von denen das erstere ziemlich bedeutenden, letzteres wenig permanenten Magnetismus nach Aufhebung der magnetisirenden Kräfte beibehält. Ausser diesen und einigen anderen Metallen und ihren Verbindungen, deren Fähigkeit, magnetisch zu werden, meist nur durch besondere Hülfsmittel wahrgenommen werden kann (siehe das Capitel: Diamagnetismus), ist es vorzüglich der Magneteisenstein, welcher besonders befähigt ist, sei es durch die Wirkung galvanischer Ströme, sei es unter Einfluss des Erdstromes, temporär magnetisch zu werden und auch bedeutenden permanenten Magnetismus zu bewahren. Die Eigenschaft dieses natürlichen durch den Erdstrom magnetisirten Magnetsteines ist schon seit sehr langer Zeit bekannt, auch hat man schon lange durch Anlegen von Armirungen l und l' (Fig. 50 a) an seine polaren Stellen den Magnetismus derselben auf zwei benachbarte Punkte p und p' concentrirt, an welche man einen Anker von weichem Eisen anlegen konnte.

Fig. 50. a.



Wie man gerade Stäbe von Eisen u. s. f. durch den galvanischen Strom zu Elektromagneten machen kann, kann dies auch mit gebogenen Stäben geschehen. Umwindet man z. B. die beiden Schenkel eines hufeisenförmigen Stabes von weichem Eisen mit Windungen von übersponnenem Kupferdrath, so dass dieselben von dem einen Ende des Hufeisens bis zum anderen in gleichem Sinne gewunden sind, so werden beim Hindurchleiten des Stromes durch die Windungen die Endflächen der Schenkel entgegengesetzt polar magnetisch. 64

Solche Hufeisenelektromagnete sind zuerst von Sturgeon[1]) hergestellt worden. Durch die Lage ihrer Pole sind sie besonders geeignet für das Anlegen eines Ankers. Sie können dann eine sehr grosse Tragkraft zeigen. So trug der von Henry und Ten Eyk[2]) construirte Magnet von 59 Pfund (27 Kilogramm) Gewicht bis zu 2063 Pfund (935 Kilogramm).

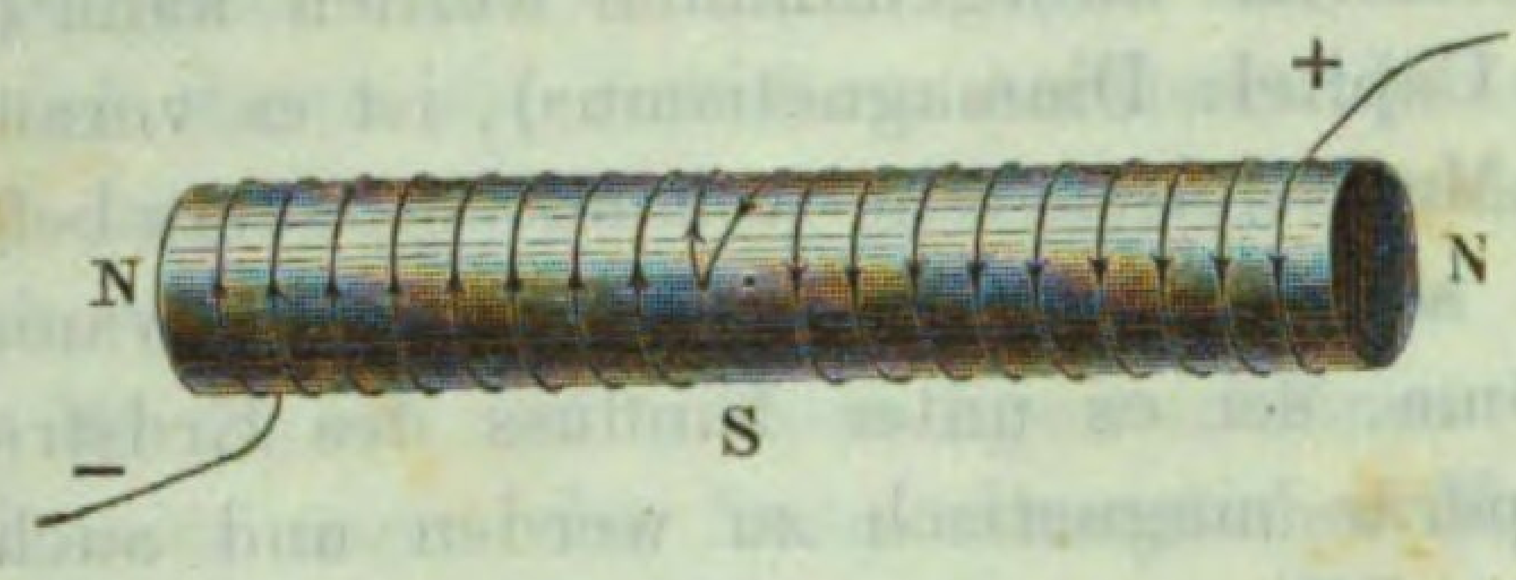
Wir werden verschiedene Formen dieser Elektromagnete später zu beschreiben haben.

Windet man um einen geraden oder gekrümmten Eisen- oder Stahlstab eine Spirale in der Art, dass die Richtung der Windungen an irgend einer Stelle wechselt, z. B. an der Biegung des Hufeisens, so würden in den beiden an dieser Stelle zusammenkommenden Theilen des Stabes die Molekularmagnete sich entgegengesetzt richten und nach Aufhebung des 65

[1]) Sturgeon, Phil. Mag. Vol. XI, p. 194; Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 632. 1832.* — [2]) Henry u. Ten Eyk, Dove's Rep. Bd. I, S. 271.*

magnetisirenden Stromes, wenigstens in einem Stahlstabe, diese Richtung zum Theil beibehalten. Der Stab erhält dann an beiden Enden gleiche, an der Stelle des Wechsels die entgegengesetzte Polarität, wie dies z. B. Fig. 51 zeigt. Nähert man diesem Stabe von der Seite eine Magnetnadel, so zeigt die Anziehung des einen oder anderen Poles derselben dieses abnorme Verhalten. Man nennt den Punkt im Stab, in dem die Umkehrung der Polarität stattfindet, einen Folgepunkt[1]).

Fig. 51.



Durch wiederholte Wechsel der Richtung der Windungen der Magnetisirungsspirale kann man leicht einen Stahlstab mit beliebig vielen Folgepunkten herstellen.

66 Will man einen Stahlstab durch den galvanischen Strom recht stark permanent magnetisiren, so müssen die Ströme in der Spirale möglichst intensiv sein und aus möglichster Nähe auf seine Molekularmagnete richtend einwirken. Da nun aber die letzteren auch nach der Entfernung der Spirale ihre Richtung zum Theil beibehalten, so kann man zweckmässig die Wirkung der Spirale auf einen Punkt des Stabes concentriren und sie nach einander über die verschiedenen Punkte desselben hinschieben.

Eine sehr praktische Methode, die hierauf beruht, vermittelst der man gerade und hufeisenförmige Stahlstäbe magnetisiren kann, ist von Elias[2]) angegeben worden. Man windet eine sehr kurze, recht dicke Spirale von 7 bis 8 Metern von übersponnenem Kupferdrath von 3^{mm} Dicke, von etwa 25^{mm} Höhe, 35^{mm} innerem und 105^{mm} äusserem Durchmesser, leitet durch diese einen Strom und schiebt sie auf dem Stahlstabe einmal hin und her. Zuletzt, wenn sie sich wieder in der Mitte des Stabes befindet, öffnet man den die Spirale durchfliessenden Strom und entfernt sie. An die Enden der geraden Stahlstäbe legt man hierbei zweckmässig zwei Stücke von weichem Eisen, und verbindet ebenso die Pole der hufeisenförmigen Stäbe mit einem Anker von weichem Eisen. Bei dieser Methode werden nach einander die einzelnen Theile des Stahlstabes einer sehr starken magnetisirenden Kraft ausgesetzt, so dass ihre magnetischen Theilchen sich sehr stark richten.

Böttger[3]) hat diese Methode für hufeisenförmige Stahlstäbe in der Weise abgeändert, dass er der aus dünnem Blech geformten Spirale eine ∞-Form giebt, durch sie den Strom leitet, und nun die Schenkel des Hufeisens gleichzeitig durch beide Oeffnungen der Spirale führt; indess

1) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 99. 1820;* Gilb. Ann. Bd. LXVI, S. 319.* — 2) Elias, Pogg. Ann. Bd. LXII, S. 249. 1844.* — 3) Böttger, Pogg. Ann. Bd. LXVII, S. 112.* Elias, Pogg. Ann. Bd. LXVII, S. 356. 1846.*

wird hierbei gerade der Absicht nicht entsprochen, die Wirkung aller Windungen der Spirale in jedem Augenblicke nur auf eine einzige Stelle des Stahlhufeisens wirken zu lassen.

Schon seit älteren Zeiten übertrug man den Magnetismus der natürlichen Magnete auf Stahlstäbe und von diesen auf andere Stahlstäbe. 67
Wir wollen hier nur die gebräuchlichsten dieser Methoden beschreiben, von denen die erste die des sogenannten „einfachen Striches" ist [1]).

Man setzt auf die Mitte des zu magnetisirenden Stabes den magnetisirenden Magnet mit dem einen Pole auf und streicht den ersteren Stab bis zu seinem einen Ende, hebt sodann den Magnetpol ab und wiederholt das Streichen. Nachher setzt man den entgegengesetzten Pol auf die Mitte des Stahlstabes und streicht mit diesem in gleicher Weise die andere Hälfte desselben. Man wiederholt dies Verfahren, bis sich der durch Ablenkung einer frei aufgehängten Magnetnadel gemessene Magnetismus des Stabes nicht mehr ändert. Der Stab erhält dann an dem mit dem Südpol des Magnetes gestrichenen Ende einen Nordpol, an den mit dem Nordpol gestrichenen einen Südpol. Hierbei wird indess meist die Polarität des zuletzt gestrichenen Endes des Stabes etwas stärker, als die des anderen, und man erhält schwierig das Maximum der Magnetisirung.

Eine schnellere Magnetisirung eines Stahlstabes erreicht man, indem man gleichzeitig beide Hälften des Stahlstabes streicht. Man setzt neben einander auf die Mitte des Stahlstabes zwei Magnetstäbe mit ihren entgegengesetzten Polen auf, so dass sie fast horizontal liegen, fährt mit ihnen bis zu den beiden Enden des Stahlstabes, hebt dann die Pole ab, setzt sie wieder auf die Mitte auf und wiederholt dies Verfahren, bis der Stahlstab das Maximum des Magnetismus erreicht hat. Man bezeichnet diese Magnetisirungsmethode mit dem Namen des „Doppelstrichs mit getrennten Magneten" [2]).

Hierbei werden die einzelnen magnetischen Moleküle der Stäbe stets so gerichtet, dass sie ihren ungleichnamigen Pol dem Pole des streichenden Magnetes zuwenden, und nach der Entfernung desselben ihre Lage theilweise beibehalten. Durch wiederholtes Streichen wird diese Richtung der Theilchen immer vollständiger hergestellt. — Nach der Hypothese der magnetischen Fluida würde durch das an dem Pol des streichenden Magnetes angehäufte Fluidum eine Scheidung der Fluida der einzelnen Moleküle des gestrichenen Magnetes bewirkt, so dass das dem Fluidum des streichenden Magnetpoles ungleichnamige Fluidum zu demselben hingezogen, das gleichnamige abgestossen würde. Nach der Entfernung des streichenden Magnetes würde durch die Coercitivkraft diese Scheidung der Fluida zum Theil bestehen bleiben.

[1]) Gilbert, de magnete. Die weitere Literatur s. u. a. in Gehler's Wörterbuch Bd. VI, S. 2. 1836.* — [2]) Knight, Canton, Phil. Trans. 1751, p. 34.

68 Eine andere, sehr viel vortheilhaftere Methode der Magnetisirung ist die durch den eigentlichen „Doppelstrich mit zwei vereinten Magneten", welcher zuerst von Michell [1]) angegeben worden ist.

Man legt zwei Magnetstäbe (von denen jeder aus mehreren in gleichem Sinne magnetisirten Lamellen bestehen kann) so neben einander, dass ihre ungleichnamigen Pole mit einander in Berührung sind, bindet sie an dem einen Ende zusammen und trennt sie am anderen Ende durch ein zwischengepresstes Stückchen Metall oder Holz. Man setzt diesen Doppelstab mit dem letzteren Ende auf die Mitte des zu magnetisirenden Stahlstabes und fährt auf letzteren mit dem Doppelstabe nach beiden Seiten abwechselnd hin und her. Zweckmässiger kann man statt der zusammengebundenen Stäbe einen hufeisenförmigen Stahlmagnet verwenden, den man mit seinen beiden Armen auf den Stahlstab aufsetzt und auf diesem hin- und herzieht. Auch kann man bei der Magnetisirung grösserer Stäbe einen kräftigen Elektromagnet verwenden, auf dessen Pole man den zu magnetisirenden Stab auflegt und hin- und herschiebt.

In diesen Fällen dient stets der zwischen den Polen des magnetisirenden Magnetes befindliche Theil des Stahlstabes als Anker, nimmt an der dem Südpol des Magnetes entsprechenden Seite Nordpolarität, an der dem Nordpol entsprechenden Süddpolarität an. Beim Hin- und Herziehen werden alle einzelnen Theile des Stahles auf diese Weise erst temporär magnetisirt, und behalten dann einen Theil des Magnetismus permanent bei. — Man thut gut, hierbei nach einander die verschiedenen Seiten des zu magnetisirenden Stabes zu streichen.

69 Eine ähnliche Beschleunigung und Verstärkung der Magnetisirung wie beim Doppelstrich erhält man, wenn man den zu magnetisirenden Stab zwischen zwei grössere Stahl- oder Eisenmassen bringt, welche mit ihm zugleich magnetisirt werden, und die durch die in ihnen entstehende Polarität gleichfalls noch den Magnetismus des zwischen ihnen befindlichen Stahlstabes verstärken, indem die in ihnen gerichteten magnetischen Moleküle auf die Moleküle des zwischen ihnen befindlichen Stabes rückwirken und sie stärker als vorher in die magnetischen Lagen richten.

Auf diese Weise hat zuerst Michell (l. c.) eine Reihe von Stahlstäben mit ihren Enden in gerader Linie an einander gelegt, und sie nun wie einen einzigen Stab magnetisirt. Da hierbei die Stäbe an den Enden schwächer magnetisch werden, als die in der Mitte liegenden (siehe im Capitel: Gesetze der Elektromagnete), so wechselt man während des Streichens öfter die Reihefolge der Stäbe.

Statt dieses Verfahrens bindet Le Maire [2]) den zu magnetisirenden Stahlstab in der Mitte auf einen zwei- bis dreimal längeren Stab auf, so dass die Axen der Stäbe parallel sind, und magnetisirt beide gleichzeitig.

[1]) J. Michell, A treatise on artificial magnets. Cambridge 1751.* — [2]) Le Maire, Mém. de l'Acad. 1745, p. 181*.

Auch hier ist der kleinere Stab beiderseits von gleichartig magnetisirten Stahlmassen umgeben, von denen er selbst wiederum magnetisch polarisirt wird.

Noch besser kann man den zu magnetisirenden Stab zwischen zwei starke Magnetstäbe A und B legen, deren entgegengesetzte Pole dem ersteren zugekehrt sind, oder ihn auf diese Pole so hinauflegen, dass seine Enden etwa $^1/_2$ Zoll weit letztere bedecken. Man magnetisirt dann den Stahlstab so vermittelst des einfachen oder Doppelstriches, dass sein dem ihm anliegenden Nordpol des Magnetstabes A entsprechendes Ende durch das Streichen einen Südpol, und umgekehrt sein dem Südpol des Stabes B zugekehrtes Ende einen Nordpol erhält [1]).

Auch auf andere Weise kann man erreichen, dass die magnetisirten Stäbe stets von anderen in gleicher Richtung magnetisirten Massen begrenzt sind. So legt man, nach Canton (l. c.), zwei Stahlstäbe in einem Abstande von etwa $^1/_4$ Zoll parallel neben einander, und verbindet ihre Enden durch zwei Eisenstücke zu einem „Magazin". Jeder der beiden Stahlstäbe wird durch den Doppelstrich vermittelst zweier an dem einen Ende durch ein Stückchen Holz getrennter Magnete (oder eines Hufeisenmagnetes) so magnetisirt, dass der eine der Stäbe an dem Ende einen Südpol erhält, wo der Nordpol des anderen sich gebildet hat. Die magnetisirenden Magnete lässt man in der Mitte der magnetisirten Stäbe seitwärts abgleiten.

Auch kann man nach Aepinus [2]) vier Stahlstäbe zu einem Rechteck zusammenlegen und alle einzeln nach der eben angegebenen Methode magnetisiren, oder auch mit einem mit beiden Polen aufgesetzten Hufeisenmagnet im Kreise auf den vier Stäben herumfahren, so dass der eine Pol desselben dem anderen auf seinem Wege folgt. Diese Art des Streichens nennt man den „Kreisstrich".

Markus [3]) endlich legt auf die Pole eines hufeisenförmigen Elektromagnetes zwei in einem stumpfen Winkel bis auf einen Zoll zusammenlaufende Eisenstäbe, legt auf ihren Convergenzpunkt den der Verbindungslinie der Magnetpole parallelen Stahlstab mit seiner Mitte auf und schiebt ihn sich selbst parallel gegen jene Linie über die Eisenstäbe hinüber.

Einen hufeisenförmigen Stahlstab kann man in gleicher Weise magnetisiren, indem man die Enden seiner Schenkel mit einem Stabe weichen Eisens verbindet, oder gegen dieselben die Enden der Schenkel eines zweiten hufeisenförmigen Stahlstabes gelegt, auf eine Stelle dieses geschlossenen Kreises die Pole eines Hufeisenmagnetes oder zweier in entgegengesetzter Lage an einander gebundener Stabmagnete aufsetzt und sie so im Kreise herumführt [4]). 70

[1]) Coulomb, l. c. — [2]) Aepinus, Gehler's Wörterb. Bd. VI, 2. S. 920.* — [3]) Markus, Pogg. Ann. Bd. CVI, S. 646. 1859*. — [4]) Trullard, Gehler's Wörterb. l. c.

Man kann auch nach Hoffer [1]) auf den hufeisenförmigen, durch einen Anker von weichem Eisen geschlossenen Stab einen zweiten hufeisenförmigen Stahlmagnet so aufsetzen, dass die beiden Pole des letzteren auf den beiden Enden der Arme des ersteren senkrecht zu stehen kommen, und nun den Stahlmagnet über die Arme des zu magnetisirenden Hufeisens hinziehen und an der Biegung desselben abgleiten lassen; sodann den Stahlmagnet wiederum aufsetzen und die gleiche Streichmethode wiederholen. Der zu magnetisirende Stab erhält an dem Ende des Armes einen Nordpol, auf welchem der Nordpol des streichenden Magnetes sich befand, und umgekehrt.

Setzt man dagegen die Pole des streichenden Magnetes auf die beiden Arme des zu magnetisirenden Hufeisens in der Nähe der Biegung auf und zieht denselben langsam bis zum Ende der Arme des letzteren hin, lässt ihn dort abgleiten und wiederholt dies Verfahren, so erhält der mit dem Nordpol des Magnetes gestrichene Arm des Hufeisens an seinem Ende einen Südpol und umgekehrt. Bei diesem letzteren Verfahren hat man nicht nöthig, die Arme des Hufeisens mit einem Anker von weichem Eisen zu verbinden.

Gewöhnlich empfiehlt man indess einen Hufeisenmagnet von Stahl so zu streichen, dass der Kreis des Eisens und Stahles nie geöffnet wird. Man soll also z. B. nach Mohr [2]) an die Schenkel des Hufeisens einen Anker von weichem Eisen legen, dann mit einem zweiten hufeisenförmigen Stahlmagnet auf beiden Schenkeln von der Biegung bis zu den Enden streichen, jetzt gegen die Pole des streichenden Magnetes einen Anker legen und den nun erst abheben.

Streicht man indess einen hufeisenförmigen Stahlmagnet mit vorgelegtem Eisenanker, so können nach dem Entfernen des Ankers leicht Folgepunkte im Magnet entstehen. Da die magnetischen Moleküle des weichen Eisens leichter ihre Lage ändern, als die des Stahles, so wird der beim Streichen durch die Wirkung des Magnetes im Anker erzeugte Magnetismus besonders stark sein, und rückwirkend auf die ihm zunächst liegenden Theile des Magnetes an seinen Polflächen dieselben besonders stark richten. An den von letzteren entfernter liegenden Stellen des Stahlmagnetes wird die gegenseitige Einwirkung nicht so stark die durch das Streichen bedingte Einstellung der Axen der Theilchen in die der Axe des Magnetes parallele magnetische Lage befördern. Es kann so das magnetische Moment der Stahltheilchen an den Polen grösser werden, als in der Mitte zwischen denselben. Reisst man den Anker ab, so werden zwar namentlich die an den Polen liegenden Theilchen nicht mehr in ihrer magnetischen Lage durch die Wirkung des Ankers gehalten und in einem gewissen Grade in ihre unmagnetische Gleichgewichtslage zurückkehren. Immerhin kann indess das magnetische Moment der den Polen näher liegenden Theile noch grösser bleiben, als das der in der Mitte zwischen beiden Polen befind-

[1]) Hoffer, Dove's Rep. Bd. II, S. 148.* — [2]) Mohr, Pogg. Ann. Bd. XXXVI, S. 542. 1835.*

lichen Theile. Der Stahlmagnet besitzt dann Folgepunkte [1]), wie wir dies später näher begründen werden.

Um die Bildung derselben zu vermeiden, thut man besser, den Magnet ohne Anlegen des Ankers zu magnetisiren, und dann erst den Anker an seine Pole zu legen.

Als eine sehr gute Methode empfiehlt Sinsteden, (l. c. S. 198) den zu magnetisirenden Stahlmagnet mit seinen Schenkeln auf die Schenkel eines Elektromagnetes zu stellen, und von Zeit zu Zeit mit einem dicken Eisenstück von der Biegung des ersteren zu den Polen desselben hinzustreichen. Man soll die den Elektromagnet erregende Batterie öfter öffnen und schliessen, wodurch die Theilchen des Stahles leichter beweglich werden. Man hebt endlich den Magnet vom Elektromagnet ab, indem man ihn erst auf die Kante neigt, auf die Pole des Elektromagnetes ein Stück Pappe schiebt und nun den Magnet aufwärts beugt, dass er auf letzterem zu stehen kommt, und ihn ganz allmälig vom Elektromagnet entfernt.

Eine eigenthümliche Methode, bei welcher der Stahl einen sehr star- 71
ken permanenten Magnetismus annehmen soll, ist zuerst von Robison [2]), dann mit geringen Abänderungen von Aimé [3]) und Hamann [4]) vorgeschlagen worden. Nach diesen soll man die zu magnetisirenden Stahlstäbe rothglühend zwischen die ungleichnamigen Pole zweier Magnete oder eines hufeisenförmigen Magnetes bringen und sie zwischen diesen ablöschen. Da sich der im Stahl und Eisen durch magnetisirende Kräfte erzeugte temporäre Magnetismus mit der Temperaturerhöhung bis zu einem Maximum steigert (indem wohl die Theilchen leichter beweglich werden und dem Zuge der magnetisirenden Kräfte leichter folgen), behalten jene Stoffe beim schnellen Erkalten auch mehr permanenten Magnetismus bei.

Auch Magneteisenstein soll sich beim Ablöschen unter dem Einfluss einer magnetisirenden Kraft stark magnetisiren. Nach Aimé und Billaud [5]) würde man ihn hierbei besser langsam erkalten lassen.

Von sehr wesentlichem Einfluss auf die Stärke des erzeugten perma- 72
nenten Magnetismus ist es auch, ob während der Magnetisirung die Stahlstäbe erschüttert werden. Durch Erschütterungen, z. B. Schläge u. s. f. während des Magnetisirens vermehrt sich der permanente Magnetismus, indem dadurch die magnetischen Moleküle beweglicher werden und stärker dem Zuge der magnetisirenden Kraft folgen können. Ein Eisendrath [6]) welcher zwischen die Pole eines Magnetes gebracht, keinen merklichen

[1]) Vergl. Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 43, 1849.* — [2]) Robison, Encyclop. Britann. [4.] T. XII, p. 375; Gehler's Wörterbuch Bd. VI, [2.] S. 930.* — [3]) Aimé, Ann. de Chim. et de Phys. T. LVII, p. 442 1843;* Pogg. Ann. Bd. XXXV, S. 206.* — [4]) Hamann, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 464. 1852.* und schon früher bei der Magnetisirung durch die Erde Pönitz, Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 319. 1821.* und auch Knight. — [5]) Billaud, Compt. rend. T. XVII, p. 248, 1843;* Pogg. Ann. Bd. LX, S. 319.* — [6]) De Haldat, Ann. de Chim. T. XLII, p. 42. 1829.*

permanenten Magnetismus annimmt, erhält solchen, wenn man ihn mit verschiedenen Körpern schlägt.

Aus demselben Grunde werden Stahlstäbe stets viel stärker magnetisch, wenn man die magnetisirenden Magnete mit starker Reibung an ihnen entlang führt. Deshalb magnetisiren sich rauhe Stäbe stärker als glatte. Sind die Stäbe mit Oel oder einem Goldblättchen [1]) bedeckt, so werden die bei dem Magnetisiren hervorgebrachten Erschütterungen vermindert, und die Magnetisirung tritt viel schwächer hervor.

Lässt man einen zwischen zwei Magnete gelegten Stahlstab, nachdem man ihm durch Streichen einen schwachen Magnetismus ertheilt hat, noch länger zwischen den Magneten liegen, so nimmt sein Magnetismus zu, indem er wohl auch hier im Verlauf der Zeit grössere und kleinere Erschütterungen erleidet [2]).

Möglichst innige Berührung der an einander gelegten Eisen- und Stahlmassen fördert bei allen diesen Methoden die Magnetisirung sehr, da die Vertheilung des Magnetismus im Eisen und Stahl durch einen benachbarten Magnet sehr schnell mit der Entfernung abnimmt.

73 Es ist zu entscheiden, welche von den angeführten Magnetisirungsmethoden die empfehlenswerthere sei. In Bezug auf das Magnetisiren durch Streichen hat Moser [3]) Versuche angestellt, indem er parallelepipedische Stäbe von etwa 190 Grammen (12 Loth) Gewicht mit zwei nicht sehr starken Magnetstäben strich und ihre Oscillationsdauer bestimmte. Dieselbe betrug im Minimum für 10 Schwingungen:

1.	Beim Magnetisiren nach der Methode von Knight, indem die magnetisirenden Stäbe schräg von der Mitte gegen das Ende der zu magnetisirenden Nadeln geführt wurden	148,7″.
2.	Bei gleicher Magnetisirung, während Eisenstücke unter den Enden der Nadeln sich befanden	146,3″.
3.	Bei derselben Methode, als die Eisenstücke anderseits durch eine schon magnetisirte Nadel verbunden wurden .	121,3″.
4.	Beim Magnetisiren nach Michell's Methode durch den Doppelstrich mit vorgelegten Eisenstäben, die auf den entgegengesetzten Seiten einander berührten	111,3″.
5.	Desgleichen mit Anwendung eines Stahlmagnetes von Hufeisenform	101,9″.
6.	Beim Magnetisiren des ad. 4 beschriebenen Magazins vermittelst dieses letzteren Magnetes mit dem Kreisstrich .	87,5″.

[1]) Robison, Encyclop. Britann. [4] T. XII, p. 375. Gehler's Wörterbuch Bd. VI, S. 923.* — [2]) Du Hamel, Mém. de l'Acad. 1750. p. 154.* — [3]) Moser, Dove's Repert. Bd. II, S. 141.*

7. Die Stäbe wurden als Anker auf zwei auf die Pole eines Elektromagnetes gelegte Eisenstücke gelegt, sodann mit dem Stahlhufeisen gestrichen und die Eisenstücke nach aussen geschoben, und so die Stäbe vom Magnet entfernt. Die Oscillationsdauer betrug 80,0″.

Der Kreisstrich liefert also günstigere Resultate, als die übrigen früheren Magnetisirungsmethoden, wie sich auch erwarten lässt, da hierbei die Theilchen am vollständigsten gerichtet werden können. Indess ist die Anwendung des Elektromagnetes noch viel vortheilhafter.

Wir können ferner fragen, ob man mit Hülfe eines galvanischen Stromes von bestimmter Intensität einen Stahlstab stärker magnetisiren kann, wenn man den Strom direct verwendet, z. B. also ihn durch eine Elias'sche Spirale leitet und diese über den Stahlstab hinschiebt, oder wenn man durch den Strom erst einen Eisenstab zum Elektromagnet macht und an diesem den Stahlstab streicht. Nach mehreren Versuchen von Frick[1]) ist die letztere Methode vorzuziehen. Auch wenn man einen magnetisirten Stahlstab durch eine Elias'sche Spirale führt, durch die man den Strom in entgegengesetzter Richtung leitet, wie bei der Magnetisirung, oder den Stab durch einen Elektromagnet in entgegengesetzter Richtung streicht wie beim Magnetisiren, wird die Polarität des Stabes durch das letztere Verfahren leichter umgekehrt, als durch das erstere.

Durch die Einwirkung des Erdmagnetismus wird gleichfalls ein Eisen- und Stahlstab temporär magnetisirt, und behält, wenn man die Einwirkung aufhören lässt, je nach seinem Stoff einen kleineren oder grösseren Theil des in ihm erzeugten Magnetismus bei. 74

Hält man daher einen solchen, etwa 1^m langen und 1^{cm} dicken Stab in der Richtung der Inclinationsnadel und nähert seinen Enden eine kleine auf einem Achathütchen schwebende Magnetnadel, so erweist sich sein oberes Ende als südpolar, sein unteres Ende als nordpolar magnetisch. Wird der Stab nachher in eine gegen die Richtung der Inclinationsnadel senkrechte Lage gebracht, so verschwindet beim Eisen der temporäre Magnetismus, „der Magnetismus der Lage“, wieder. Ein Stahlstab behält dagegen einen Theil des Magnetismus permanent bei. Erschüttert man den Stahlstab, während er in der Inclinationslage sich befindet, durch Schläge, durch Feilen oder Biegen, so vermehrt sich der permanente Magnetismus, da die Theilchen des Stabes hierdurch beweglicher werden und leichter den sie richtenden Kräften des Erdmagnetismus folgen [2]).

Befindet sich ein Eisen- oder Stahlstab mit seiner Axe nicht in der Richtung der Inclinationsnadel, so ist der nach der Richtung der Axe des Stabes vertheilte Magnetismus geringer, als vorher. Untersucht man den-

[1]) Frick, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 537. 1849.* — [2]) Gilbert, De Magnete. Scoresby, Phil. Trans. 1822. Vol. II, p. 241.*

selben in einem Eisenstab bei verschiedenen Neigungen gegen die Inclinationsrichtung, indem man dem einen oder anderen Ende desselben stets in gleicher Entfernung eine Magnetnadel gegenüberstellt, so entspricht die Tangente des Ablenkungswinkels derselben dem Magnetismus des Stabes. Derselbe ist, wie sich aus der directen Betrachtung ableitet, proportional dem Sinus der Neigung der Stäbe gegen den magnetischen Aequator oder dem Cosinus der Neigung derselben gegen die Inclinationsrichtung. Dieses Resultat ist auch durch Versuche von Baden-Powell[1]) bestätigt worden, bei denen die in verschiedenen Lagen gehaltenen Stäbe stets um gleiche Winkel tordirt wurden, um sie stärker zu magnetisiren.

Durch diese Magnetisirung vermöge der Einwirkung des Erdmagnetismus erweisen sich häufig stählerne Instrumente, Feilen, Sägen u. s. f., die vielfache Erschütterungen erleiden, oder stählerne Stangen, welche längere Zeit in senkrechter Richtung gestanden hatten, als permanent magnetisch. Diese Beobachtungen sind schon seit langer Zeit bekannt.

Es ist von selbst klar, dass wenn man Stahlstäbe in geeigneter Weise mit einem in der Richtung der Inclinationsnadel gehaltenen Eisenstabe wie mit einem Stahlmagnet streicht, der temporäre Magnetismus des letzteren in den Stahlstäben permanenten Magnetismus hervorrufen kann.[2])

III. Verhalten zweier Magnete gegen einander.

75 Wir haben schon früher §. 55 angeführt, dass im Wesentlichen die Wirkungen je zweier benachbarter Pole der magnetischen Moleküle eines Magnetstabes nach aussen sich nahezu aufheben, und daher nur die Wirkung der Pole der an den Enden desselben befindlichen Moleküle übrig bleibt. Nehmen wir nach der Theorie der magnetischen Fluida an, dass in jedem Molekül die Fluida $\pm \mu$ von einander geschieden sind, so wird der Magnetstab auf einen anderen in die Entfernung so wirken, als wenn an seinen Enden nur die Fluida $+\mu$ und $-\mu$ angehäuft wären. Besitzt der andere Stab an seinen Enden die Fluida $+m$ und $-m$, so ist zu bestimmen, nach welchem Gesetz die Fluida $+\mu$ und $-m$, $-\mu$ und $+m$ sich anziehen, die Fluida $+\mu$ und $+m$, $-\mu$ und $-m$ sich abstossen.

Wir erwähnen hier nur kurz die wichtigsten Untersuchungen über diesen Gegenstand, welche von Coulomb, Bidone, Scoresby und Gauss angestellt sind [3]).

[1]) Baden-Powell, Annals of Phil. Febr. 1822; Gilb. Ann. Bd. LXXIII, S. 245. 1823.* — [2]) Antheaulme, Mém. sur les aimans artificiels, Paris 1760.* Gehler's Wörterb. Bd. VI, [2.] S. 918.* — [3]) Die ältesten dieser Versuche, welche annähernd das richtige Gesetz angaben, sind von Dalla Bella in Lissabon i. J. 1768 — 1783 angestellt, indem er Eisenmassen oder einen natürlichen Magnetstein mit seinem

Coulomb[1]) hing zuerst eine durch den Doppelstrich magnetisirte 76
Magnetnadel von 3 Zoll Länge horizontal an einen Coconfaden auf und stellte vor ihr in der Richtung des magnetischen Meridians einen verticalen, 25 Zoll langen, $1\frac{1}{2}$ Linien dicken, harten und magnetisirten Stahlstab in einiger Entfernung auf. Der Stab wurde in verschiedener Höhe vor der Nadel befestigt, und die Zahl ihrer Schwingungen gezählt. Sie ergab sich im Maximum, als das untere Ende des Stabes etwa 1 Zoll unter dem Niveau der Nadel sich befand; ebenso wurde der Stab in der auf den magnetischen Meridian senkrechten Richtung horizontal vor die Magnetnadel gebracht, und so lange verschoben, bis dieselbe sich wieder im Meridian befand. Auf diese Weise wurde bestimmt, dass man annehmen konnte, die magnetischen Fluida im Stahlstab seien an beiden Enden desselben auf etwa 2 Zoll concentrirt und die Mittelpunkte ihrer Wirkungen, die eigentlichen Pole des Stabes, liegen etwa 10 Linien vom Ende ab.

Es wurde nun eine 1 Zoll lange Stahlnadel von 70 Gran Schwere an einem 3 Linien langen Coconfaden aufgehängt, und ihr in der Ebene des magnetischen Meridians der 25 Zoll lange verticale Stab gegenübergestellt, so dass sein unterer, dem gegenüberliegenden Pol der Nadel ungleichnamiger Pol in derselben Ebene mit letzterer lag.

Bei verschiedener Entfernung dieses Poles von dem Mittelpunkte der Nadel ergab sich die Zahl der Schwingungen in einer Minute:

Ohne den verticalen Stab . .	15
Abstand 4 Zoll	41
8 „	24
16 „	17

Bei diesen Schwingungen verhält sich die magnetische Nadel gerade wie ein gewöhnliches Pendel, welches statt durch die Schwerkraft g einmal durch den Zug des Erdmagnetismus T, dann durch den gemeinschaftlichen Zug desselben und des vor der Nadel befindlichen Magnetpoles $T + W$ in Bewegung gesetzt wird.

Die Zeit der Schwingungen wird sich also in beiden Fällen umgekehrt, die betreffenden Zahlen der Schwingungen Z_T und Z_{T+W} in einer gegebenen Zeit direct wie die Quadratwurzeln der wirkenden Kräfte verhalten. Es ist so

$$Z_T = const\ \sqrt{T},\quad Z_{T+W} = const\ \sqrt{T+W}$$

d. i.

$$W = (Z^2_{T+W} - Z^2_T)\ Const.$$

Südpol nach unten an den einen Arm eines Wagebalkens hing, sie so einem sehr grossen natürlichen Magnet näherte und in verschiedenen Entfernungen durch Gewichte äquilibrirte. — Die vollständige Ausführung dieses Capitels gehört nicht in das Gebiet dieses Werkes. Die Literatur s. u. A. in Gehler's Wörterbuch Bd. VI, [2.] S. 744 ff. — [1]) Coulomb, Mém. de l'Acad. 1785, p. 587, 1788.*

Nimmt man an, dass die abstossenden und anziehenden Wirkungen in dem Mittelpunkt der Nadel concentrirt gedacht werden dürfen, so erhält man auf diese Weise die Wirkung W:

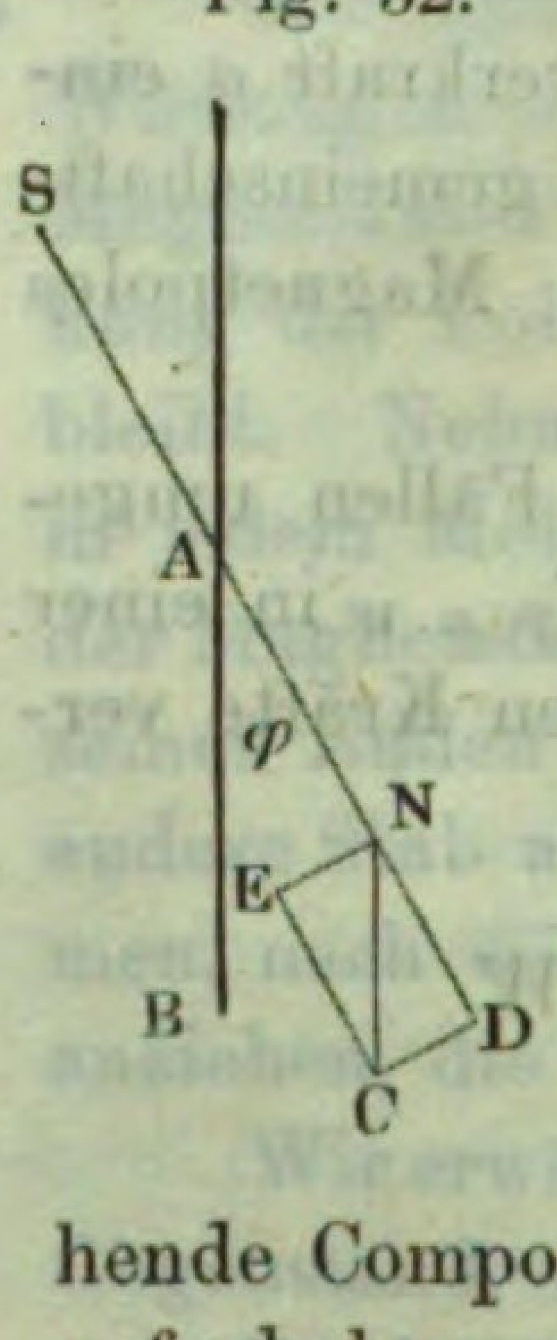
Abstand	4	8	16
W	$41^2 - 15^2$	$24^2 - 15^2$	$17^2 - 15^2$
=	1456	351	64.

Diese Zahlen verhalten sich nahezu umgekehrt wie die Quadrate der Abstände. Nur die letzte Zahl ist etwas zu klein, da bei dem betreffenden Versuche bei der weiteren Entfernung des verticalen Drathes von der Nadel auch der obere Pol desselben abstossend wirkt. Corrigirt man die Zahlen mit Berücksichtigung hierauf, so erhält man 1456, 331, 79, die sich sehr nahe umgekehrt wie 1 : 4 : 16 verhalten.

Bei anderen Versuchen[1]) wurde in einem viereckigen Kasten an einem an den Kopf einer Drehwage befestigten dünnen Kupferdrath eine Magnetnadel von 22 Zoll Länge und $1\frac{1}{4}$ Linie Durchmesser so aufgehängt, dass der Draht ohne Torsion war, als die Nadel im magnetischen Meridian sich befand. — Es wurde dies erreicht, indem erst die Nadel durch eine Kupfernadel von gleichem Gewicht ersetzt, und der Faden der Drehwage so gedreht wurde, dass diese in jener Richtung sich einstellte, und nun dieselbe mit der Magnetnadel vertauscht wurde.

Dreht man nun zuerst den Kopf der Drehwage um 1, 2, 3, 4, 5 $5\frac{1}{2}$ mal 360°, so weicht die Nadel um $10\frac{1}{2}$, $21\frac{1}{4}$, 33°, 46°, $63\frac{1}{2}$, 85° aus dem Meridian. Es ergiebt sich hieraus, dass die Drehungswinkel, d.i. die Kräfte, die die Nadel in den Meridian zurückzuführen streben, sich wie die Sinus ihrer Ablenkung verhalten; also auch die Resultante der von der Erde aus auf die Nadel wirkenden Kräfte stets constant und parallel dem magnetischen Meridian gerichtet ist und durch denselben Punkt der Nadel geht.

Fig. 52.



Denn bezeichnet NS die Lage der durch die Torsion des Fadens um den Winkel φ aus dem magnetischen Meridian AB abgelenkten Magnetnadel, und ist NC die Grösse und Richtung der z. B. auf den Pol N wirkenden dem Meridian parallelen erdmagnetischen Kraft, so kann man NC in zwei Componenten ND und NE zerlegen, von denen die erste ND in der Richtung der Axe der Nadel wirkt, und durch die in entgegengesetzter Richtung ziehende Componente der an dem Pol S wirkenden Kraft des Erdmagnetismus aufgehoben wird, die zweite NE auf der Nadel vertical steht, und sie in den magnetischen Meridian zurückzuführen strebt. Es ist aber $NE = NC.\sin\varphi$.

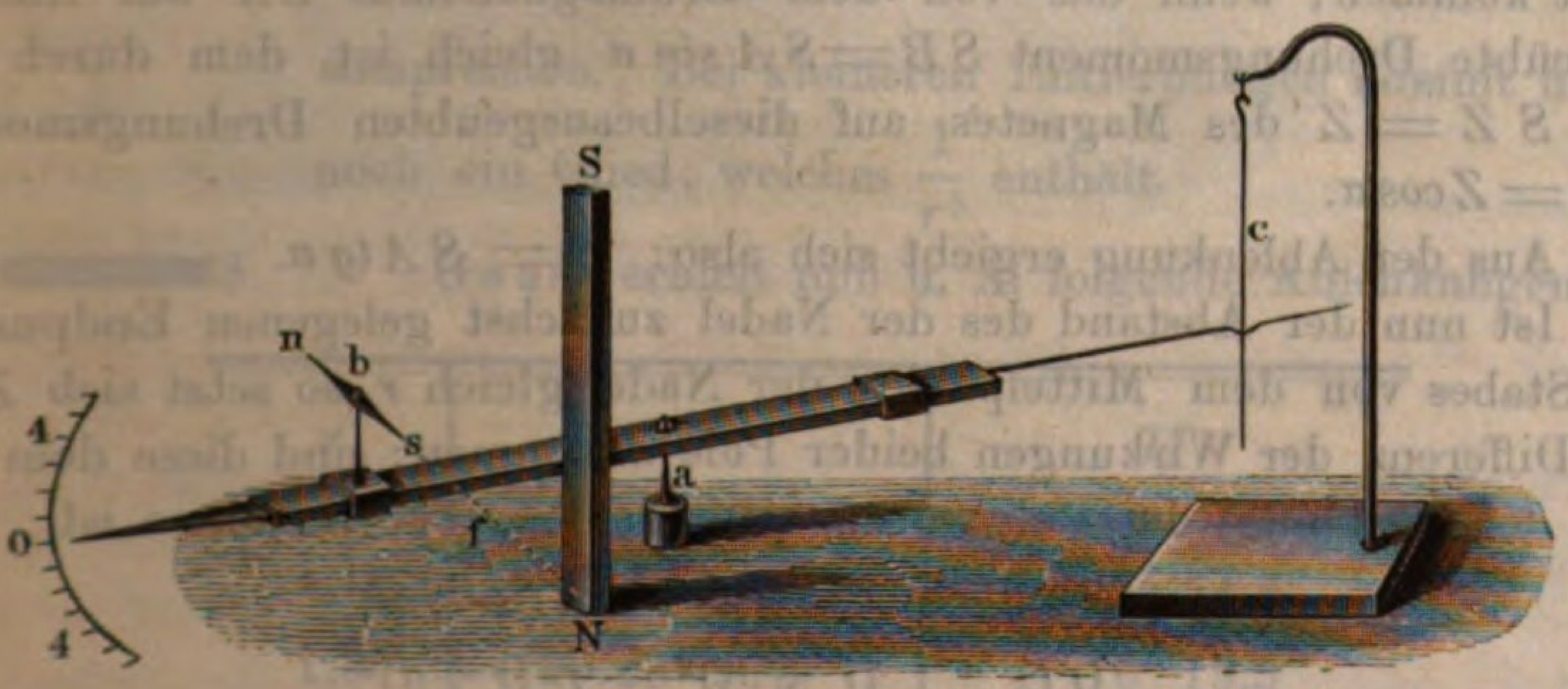
[1]) Coulomb, Mém. de l'Acad. 1785, p. 603 ff.*

Wurde nun ein verticaler magnetischer Stahldrath von 24″ Länge und $1\frac{1}{2}'''$ Durchmesser in der Ebene des magnetischen Meridians mit seinem Nordpol dem Nordpol eines gleichen in der Drehwage aufgehängten Drathes gegenübergestellt, so wich der letztere um 24^0 vom Meridian, bei Zurückdrehung des Kopfes der Drehwage um 3×360^0 um 17^0, bei Zurückdrehung um 8×360^0 um 12^0. Befand sich der Drath im Meridian ohne den verticalen Drath, und wurde der Kopf der Drehwage um 2×360^0 gedreht, so wich sie hierbei um 20^0 ab. Der Faden der Drehwage hatte also dabei eine Drehung von 700^0 erhalten. Um daher den Draht um 24^0 zurückzudrehen, wäre eine Drehung von 864^0 nöthig gewesen; ebenso hätte die Drehung bei den folgenden Versuchen 1692 und 3312^0 betragen sollen. Diese Werthe entsprechen den Abstossungskräften der beiden Dräthe, welche im Abstande 24, 17, 12 auf einander wirken, deren Quadrate sich nahezu wie $1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{4}$ verhalten. Dasselbe Verhältniss zeigen aber auch die Zahlen 864, 1692 und 3312.

Nach diesen Versuchen verhalten sich also die Anziehungen oder Abstossungen zweier Magnetpole umgekehrt wie die Quadrate ihrer Entfernung.

Bidone[1]) setzte auf eine Stahlspitze a (Fig. 53) einen Hebel von Holz, 77

Fig. 53.



auf dem eine zweite Stahlspitze, b, verschoben wurde, welche eine Magnetnadel ns trug. Dieser wurde von der Seite in der Richtung ihrer Axe ein senkrecht gehängter oder horizontal liegender Magnetstab, NS, genähert. Auf der anderen Seite des Hebels befand sich ein Messingdrath, der gegen einen frei aufgehängten Messingstab, c, gegenschlug und letzteren hob, wenn der Holzhebel sich gerade um 4^0 durch die Einwirkung des Magnetstabes auf die Nadel gedreht hatte. Die Nadel und der Magnetstab waren so lang, dass die Wirkung ihrer von einander entfernten Pole vernachlässigt werden konnte. Wurde nun die Nadel in verschiedenen Entfernungen, e, e_1, e_2, von dem Aufhängepunkte des Holzhebels auf dem-

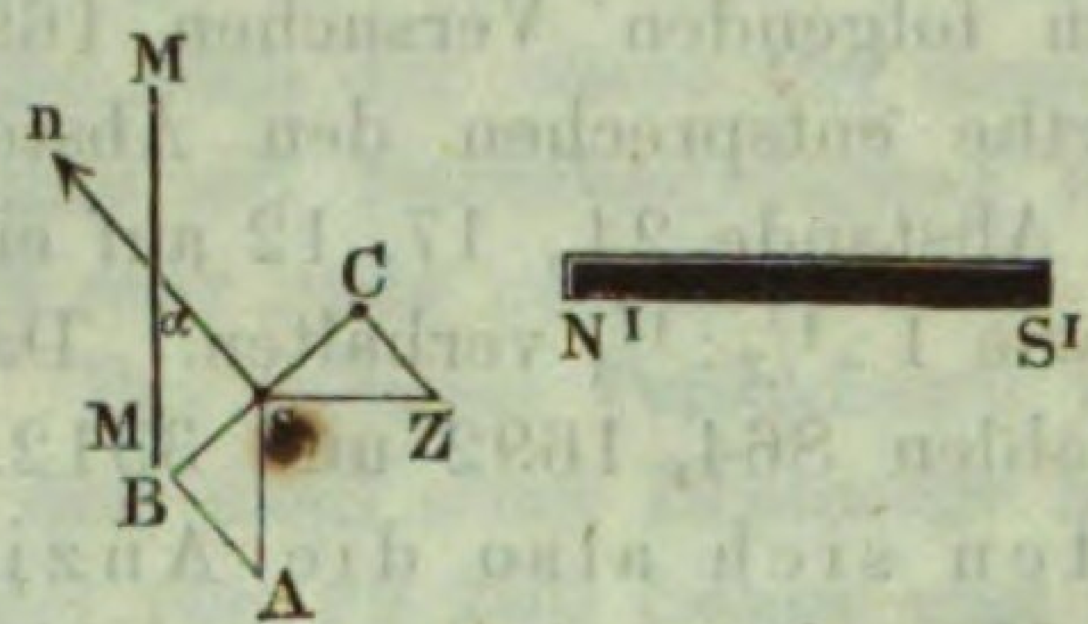
1) Bidone, Gilb. Ann. Bd. LXIV, S. 374, 1820.*

selben befestigt, und stets der Magnet derselben so lange genähert, bis der Messingstab gehoben wurde, sind die Wirkungen der benachbarten Pole auf einander f, f_1, f_2 u. s. f., so ist dann $fe = f_1 e_1, = f_2 e_2$.

Misst man die Entfernung x der Pole der Nadel und des Magnetes von einander, so ergiebt sich $f = \frac{const}{x^2}$, so dass das oben ausgesprochene Gesetz sich bestätigt.

78 Scoresby[1]) stellte eine Magnetnadel, NS (Fig. 54), auf, und näherte ihr von der Ost- oder Westseite einen Magnetstab $N^I S^I$ von der Länge a, so dass der der Nadel zugekehrte Pol desselben um 1 bis 50 Stablängen von dem Mittelpunkte der Nadel entfernt war. Die Nadel wird dadurch um einen Winkel a aus dem Meridian MM_I abgelenkt. Kann man annehmen, dass dieselbe so klein ist und so weit von dem Magnet $N^I S^I$ entfernt ist, dass die Einwirkung desselben auch nach der Ablenkung ungeändert bleibt, und die an den Polen wirkenden Kräfte der Verbindungslinie der Axe des Stabes a mit dem Mittelpunkt der Nadel parallel bleiben, so wird dieselbe ins Gleichgewicht kommen, wenn das von dem Erdmagnetismus SA auf dieselbe ausgeübte Drehungsmoment $SB = SA \sin \alpha$ gleich ist dem durch den Zug $SZ = Z$ des Magnetes auf dieselbeausgeübten Drehungsmoment $SC = Z \cos \alpha$.

Fig. 54.



Aus der Ablenkung ergiebt sich also: $Z = SA\, tg\, \alpha$.

Ist nun der Abstand des der Nadel zunächst gelegenen Endpunktes des Stabes von dem Mittelpunkte der Nadel gleich r, so setzt sich Z aus der Differenz der Wirkungen beider Pole zusammen; sind diese dem Quadrat des Abstandes der Pole von m umgekehrt proportional, so ist

$$Z = \frac{const}{(r)^2} - \frac{const}{(r+a)^2} = \frac{a(2r+a)}{r^2(r+a)^2}.$$

Wurde der Stab um 1 bis 50 Stabeslängen von der Nadel entfernt, so ergab sich

r	$\frac{1}{Z}$ berechnet	$\frac{tg\,\alpha}{Z}$
1	1	68130
2	5,4	73170
4	33,3	71022
6	101,8	79888
8	228,7	73186
10	432,1	75625

[1]) Scoresby, Jameson's new Edinb. J. p. 24, 1831. Gehler's Wörterb. Bd. VI, [2.] S. 783.*

Es bestätigt sich also auch hier das quadratische Gesetz.

Auch von Gauss[1]) ist das Gesetz des umgekehrten Quadrats der Entfernung für die magnetische Anziehung bestätigt worden, indem er eine Magnet- 79
nadel ns aufhing und vor derselben einen Magnetstab NS in verschiedenen Entfernungen, r, horizontal hinlegte, so dass die Axe desselben senkrecht auf der Ebene des magnetischen Meridians stand, einmal in der Art (Fig. 55), dass die verlängerte Axe des Stabes die Länge der Nadel halbirte (I), und dann (Fig. 56), dass die verlängerte Axe der Nadel die Länge des Stabes halbirte (II). Wir werden später nachweisen, dass, unter der Voraussetzung des oben ausgesprochenen Gesetzes, die Tangenten der Ablenkungswinkel φ und $\varphi_{,}$ der Nadel in beiden Fällen für grössere Entfernungen r des Mittelpunktes des Stabes von der Nadel den Formeln

Fig. 55.

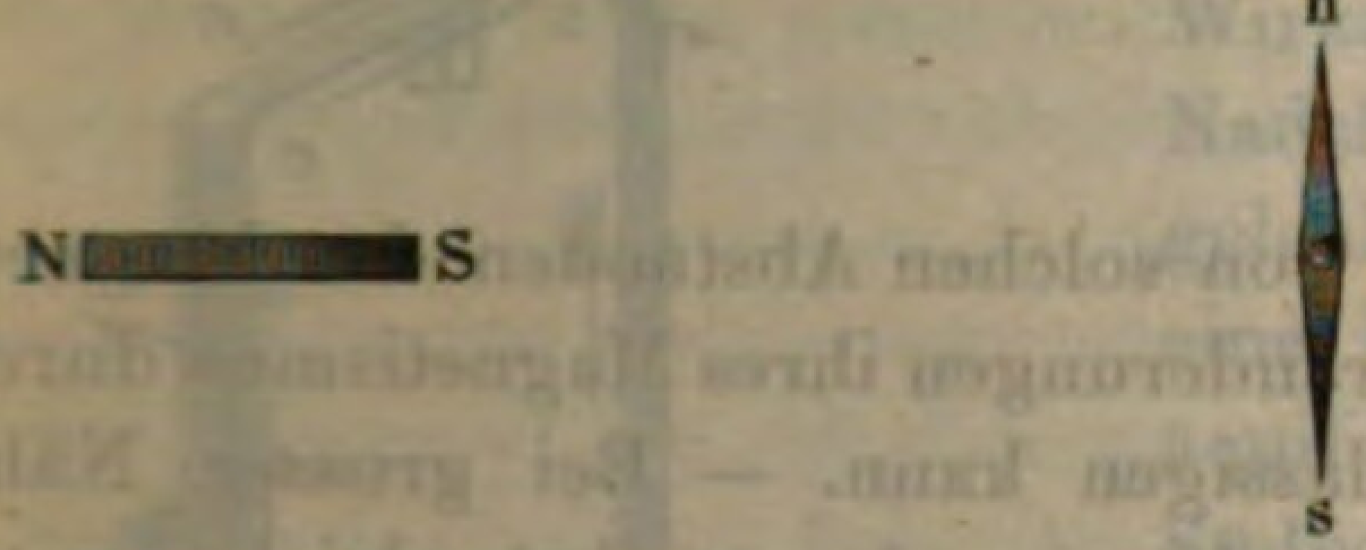
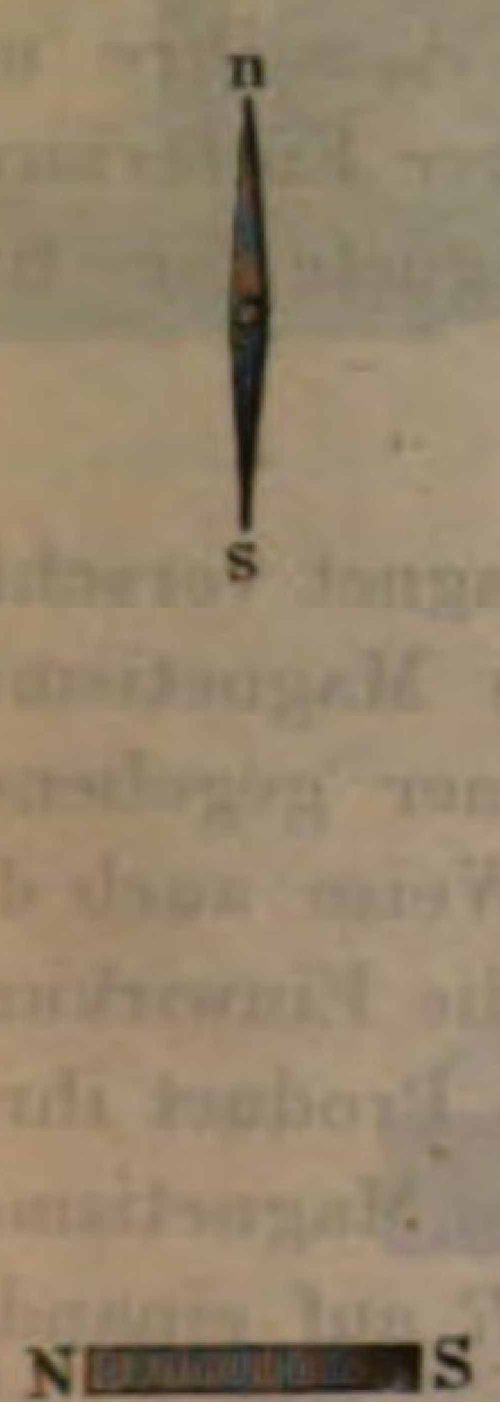


Fig. 56.



$$tg\,\varphi = \frac{2\,a}{r^3} \qquad tg\,\varphi_{,} = \frac{a}{r^3}$$

entsprechen. Bei kleineren Entfernungen kommt hierzu noch ein Glied, welches $\frac{1}{r^5}$ enthält.

Gauss erhielt nun u. A. folgende Ablenkungen:

r	I	II
1,1^{m}		1° 57′ 24,8″
1,3	2° 13′ 51,2″	1° 10′ 19,3″
1,5	1° 27′ 19,1″	0° 45′ 14,3″
1,7	1° 0′ 9,9″	0° 30′ 57,9″
1,9	0° 43′ 21,8″	0° 22′ 9,2″
2,1	0° 32′ 4,6″	0° 16′ 24,7″
2,5	0° 18′ 51,9″	0° 9′ 36,1″
3,0	0° 11′ 0,7″	0° 5′ 33,7″
3,5	0° 6′ 56,9″	0° 3′ 28,9″
4,0	0° 4′ 35,9″	0° 2′ 22,2″

[1]) Gauss, Intensitas Commentat. soc. reg. scient. Gott. recent. T. VIII;* Pogg. Ann. Bd. XXVIII, S. 604, 1833.*

Die nach den Formeln:

$$tg\,\varphi = 0{,}086870\,r^{-3} - 0{,}002185\,r^{-5}$$
$$tg\,\varphi_1 = 0{,}043435\,r^{-3} + 0{,}002449\,r^{-5}$$

berechneten Werthe für φ und φ_1 differiren von den beobachteten höchstens um etwa $^1/_{10}$, so dass das Gesetz des Quadrats der Entfernung bestätigt wird.

80 Es gilt dieses Gesetz indess nur von solchen Abständen der Magnetpole an, dass man die temporären Veränderungen ihres Magnetismus durch ihren gegenseitigen Einfluss vernachlässigen kann. — Bei grosser Nähe der Pole kann diese Einwirkung veranlassen, dass selbst gleichnamige Pole sich anziehen, indem sich temporär die Molekularmagnete an den einander genäherten Enden der Magnete so umlegen, dass ihre ungleichnamigen Pole einander zugekehrt sind. Bei grösserer Entfernung tritt dann wiederum Abstossung ein, indem die Molekularmagnete ihre früheren Lagen wieder annehmen.

81 Würde man den auf die Magnetnadel einwirkenden Magnet verschieden stark magnetisiren, so könnte man die Stärke seines Magnetismus durch die Zahl der Oscillationen bestimmen, die er in einer gegebenen Zeit macht (vergl. §. 150 ff.). Würde man in gleicher Weise auch die Nadel verschieden stark magnetisiren, so fände man, dass die Einwirkung zweier Pole des Stabes und der Nadel auf einander dem Product ihrer Magnetismen direct proportional ist. Nennt man also diese Magnetismen m und m_1, den Abstand der Pole r, so ist ihre Wirkung R auf einander

$$R = \frac{m\,m_1}{r^2}.$$

Die Einheiten von m und m_1 sind so bestimmt, dass für $m = m_1 = 1$ und $r = 1$ auch $R = 1$ wird (vergl. §. 151).

IV. Wechselwirkung zwischen Strömen und Magneten. Grundgesetze.

82 Hängt man eine Magnetnadel NS (Fig. 57) an einem Coconfaden auf oder setzt sie auf ein auf einer Spitze schwebendes Achathütchen, und bringt unter oder über ihr einen Leitungsdrath an, welcher in der Richtung des magnetischen Meridians sich befindet, so wird die Nadel, wie Oersted zuerst gezeigt hat, aus ihrer Ruhelage abgelenkt, wenn man durch den Leitungsdrath einen Strom leitet. Fliesst derselbe in dem unter der Nadel befindlichen Drath von Nord nach Süd, so weicht der Nordpol der Nadel nach Westen, fliesst er in dem Drath von Süd nach Nord, so weicht derselbe nach Osten aus. Befindet sich der Drath über der Nadel, so treten in beiden Fällen gerade die ent-

gegengesetzten Ablenkungen ein. Biegt man daher den Drath oder an Stelle desselben ein Blech, wie in Fig. 58, so dass der Strom in demselben über und unter der Nadel gleichzeitig in entgegengesetzten Richtungen fliesst, so wird durch die gemeinschaftliche Wirkung beider Theile des Drathes die Nadel nach dieser oder jener Seite abgelenkt. Lässt man die Magnetnadel um eine horizontale Axe sich bewegen, und äquilibrirt sie durch ein kleines auf den Südpol befestigtes Gegengewicht, z. B. von Wachs, dass sie in horizontaler Lage im Gleichgewicht ist, so wird sie gleichfalls abgelenkt, wenn man sie den Seiten des Leitungsdrathes parallel stellt. Ebenso, wenn man die Nadel an dem einen oder anderen Pole durch ein Gewicht belastet

Fig. 57.

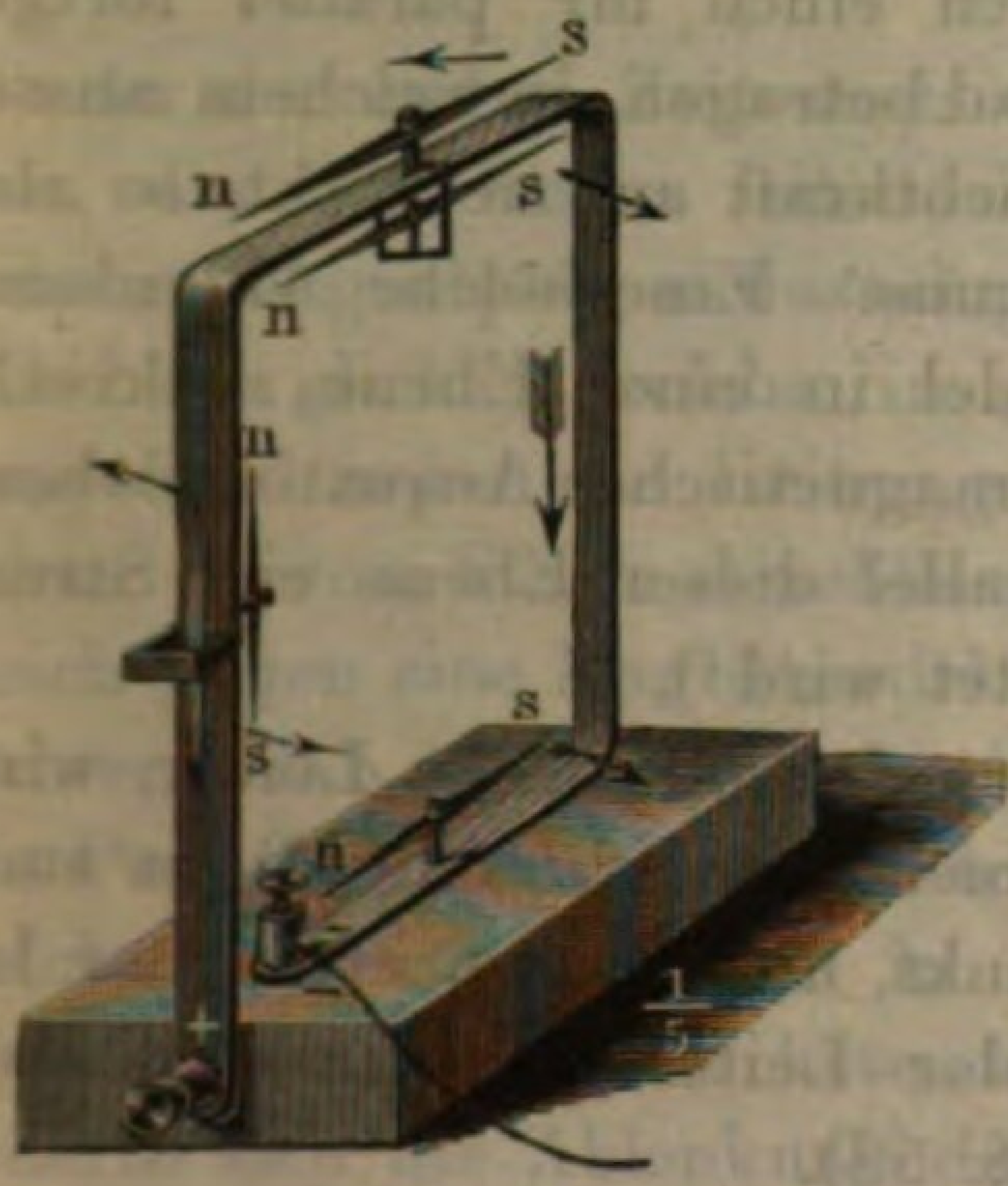
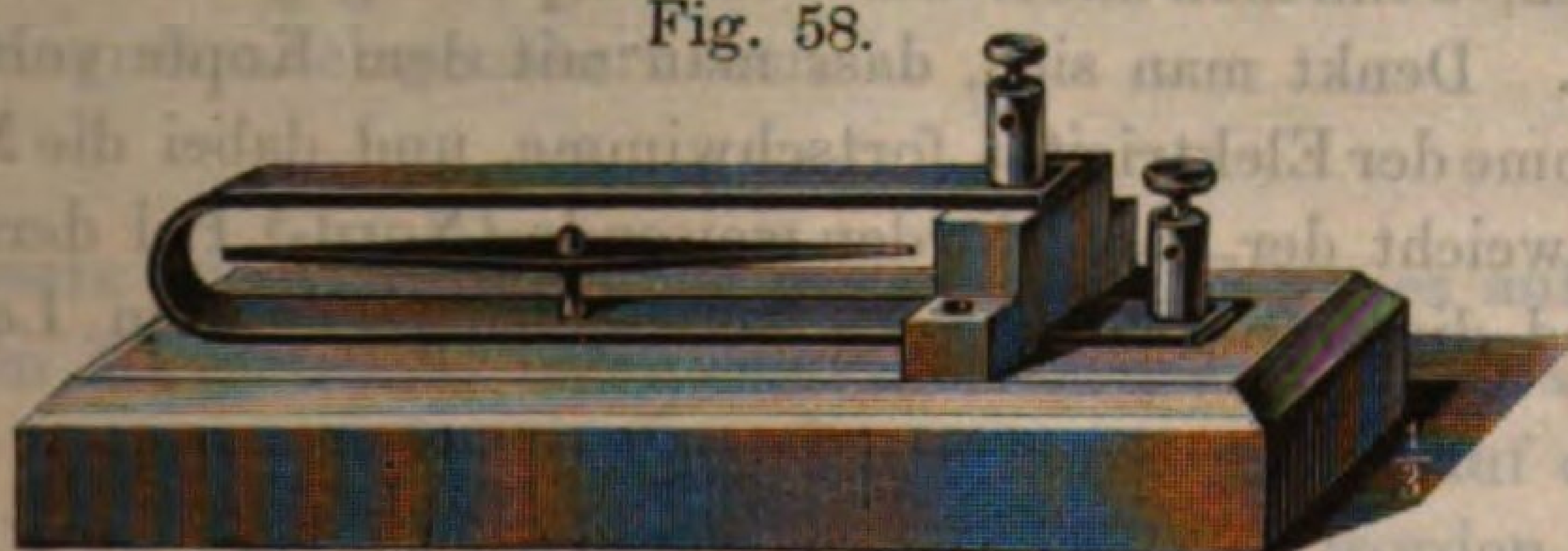


Fig. 58.



hat, so dass sie mit geringer Kraft sich senkrecht stellt, und nun einen senkrechten von oben nach unten oder von unten nach oben vom Strom durchflossenen Leitungsdrath ihr von der Seite nähert[1]).

Kann die Nadel indess nur in einer Ebene schwingen, welche durch die Stromesbahn selbst geht, so wird sie nicht abgelenkt. Dies ist auch von vorn herein klar. Wenn nämlich eine horizontal schwingende Nadel über einem in der Richtung des magnetischen Meridians befindlichen horizontalen Leiter in dem einen, unter demselben im entgegengesetzten Sinne abgelenkt wird, so muss sie in gleichem Niveau mit demselben keine Ablenkung erfahren. Biot und Savart[2]) haben dies auf doppelte Weise nachgewiesen; einmal indem sie einer Nadel, die in der auf der Inclinationsrichtung senkrechten Ebene schwang, in derselben Ebene einen Stromesleiter näherten; sodann indem sie vor einer in der Horizontal-

[1]) Oersted. Experimenta circa efficaciam conflictus electrici in acum magneticam, Hafniae, 21. Jul. 1820;* Schwgg. J. Bd. XXIX, S. 273;* auch Gilb. Ann. Bd. LXVI, S. 295.* Bei den meisten dieser Versuche wurde die Intensität der Ströme stets so stark genommen, dass die auf die Magnetnadel wirkenden Platindräthe durch dieselben glühend wurden. Schweigger (Schwgg. J. Bd. XXXI, S. 1. 1821*) zeigte zuerst, dass ein einfacher Zinkkupferstreif in Salmiaklösung die Ablenkung bewirkt. — Die ersten Bestätigungen der Oersted'schen Entdeckung durch Mayer, Gött. gel. Anz. 1820, S. 171, und Pictet und de la Rive, Bibl. univ. T. XIV, p. 281, und viele Andere. — [2]) Biot und Savart, Ampère u. Babinet, Entdeck. S. 77.

ebene schwingenden Nadel in derselben Ebene einen Stromesleiter hinführten, der gegen ihre Axe vertical stand. Ihre Schwingungsdauer wurde hierbei nicht geändert.

Die Ablenkung der Magnetnadel durch einen ihr parallel fortgeleiteten Strom kann nur in dem Fall 90 Grad betragen, in welchem ausser der Richtkraft des Stromes keine andere Richtkraft auf sie wirkt, so also auch nicht die Richtkraft des Erdmagnetismus. Eine solche Ablenkung wird man daher beobachten, wenn die Nadel in einer Ebene senkrecht gegen die Richtung der Inclination, in der magnetischen Aequatorialebene schwingt, und in irgend einer Richtung parallel dieser Ebene ein Strom oberhalb oder unterhalb derselben fortgeleitet wird [1]).

Ebenso wie von einem festen vom Strom durchflossenen Leiter, wird die Magnetnadel auch von dem Strom in einem flüssigen Leiter [2]), ja auch von dem Strom im Element selbst [3]) abgelenkt, und zwar bei gleicher Intensität des Stromes und gleicher Gestalt der Leiter ganz in derselben Weise wie über festen Leitern (vgl. Th. I, §. 53).

Die Richtung der Ablenkung der Nadel kann man sich jedesmal vergegenwärtigen, wenn man dabei das von Ampère gegebene Bild (§. 50) zu Hülfe nimmt. Denkt man sich, dass man mit dem Kopfe voran mit dem positiven Strome der Elektricität fortschwimme, und dabei die Magnetnadel anblicke, so weicht der nach Norden weisende (Nord-) Pol derselben nach links aus, und die Nadel sucht sich senkrecht gegen den Leitungsdrath zu stellen [4]).

83 Die Ursache dieser Einstellung der Nadel können wir ergründen, wenn wir uns an die §. 58 gegebene Vorstellung halten, wonach jedes Molekül der Magnetnadel von einem gegen ihre Axe senkrecht gerichteten kreisförmigen Molekularstrom in der Richtung durchflossen ist, dass er, wenn man den Nordpol der Nadel zur Linken hat, über derselben von dem Beschauer nach vorn hinfliesst. Alle Molekularströme im Innern der Nadel werden sich nahezu aufheben und nur ein um die Peripherie derselben fliessender Kreisstrom ihre Wirkung nach aussen darstellen. Dieser supponirte Kreisstrom wird sich mit der Nadel neben einem vom Strom durchflossenen Leiter stets so einzustellen suchen, dass er auf der dem Leiter zugekehrten Seite des Magnetstabes ihm gleichgerichtet wird. Dies ist aber nur möglich, wenn die Nadel nach der oben angegebenen Regel abgelenkt wird. Würde daher die Magnetnadel nicht durch den Erdstrom in der Nord-Südrichtung mit einer gewissen Kraft festgehalten, so würde sie sich gerade senkrecht gegen die neben ihr befindlichen Stromesleiter einstellen. Da indess der Erdstrom seine Richtkraft äussert, so

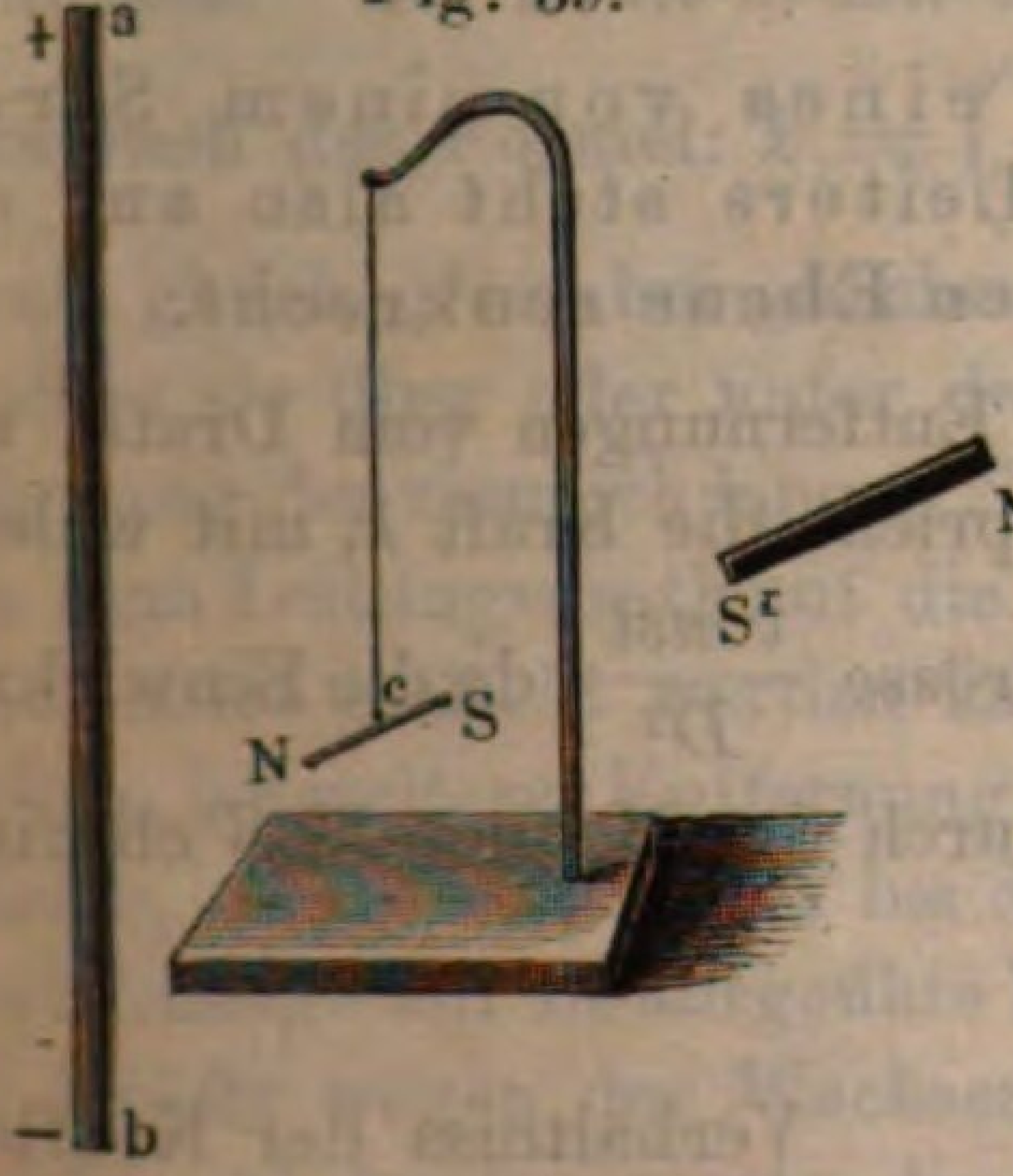
[1]) Ampère, Ann. de. Chim. et de Phys. T. XV, p. 198. 1820.* Schmidt, Gilb. Ann. Bd. LXX, S. 243. 1822.* — [2]) Grotthuss, Schweigg. Journ. Bd. XXXI, S. 492. 1821.* — [3]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 67. 1820.* Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 123.* [4]) Ampère, l. c.

stellt sich die Nadel unter dem gemeinsamen Einfluss des Erdstromes und des neben ihr befindlichen in einer mittleren Stellung ein.

In der ersten Zeit nach der Entdeckung dieser Thatsachen glaubte man, der den Strom leitende Drath besitze im Kreise herum vier oder mehrere Magnetpole, so dass er gewissermaassen mehreren einzelnen Magnetstäbchen gliche, welche in gleicher Richtung in tangentialer Lage transversal neben den Leiter gelegt wären [1]. Diese Ansicht ist widerlegt, indem ein vom Strom durchflossener Leiter sich nach allen Seiten hin ganz gleich gegen eine Magnetnadel verhält. So verband Oersted einen senkrechten Stab AB durch zwei lange leitende Dräthe AC und BD mit den Polen der Säule S und stellte neben AB eine Inclinationsnadel auf, welche durch den Strom in AB aus ihrer Ruhelage abgelenkt wurde. Wurde nun der ganze leitende Kreis mit AB als Axe herumgedreht, so änderte sich die Ablenkung der Nadel nicht [2]. Dasselbe Resultat erhielt Poggendorff [3] an einer senkrecht stehenden mit Quecksilber gefüllten Röhre, durch die ein Strom geleitet wurde, und der von verschiedenen Seiten die Magnetnadel genähert war. 84

Das Gesetz der Wirkung eines geradlinigen Stromes auf einen Magnetpol, dessen Magnetismus in einem Punkt concentrirt gedacht wird, ist von Biot und Savart [4] auf experimentalem Wege ergründet worden. Sie hängten an einem Coconfaden (Fig. 59) vor einem langen senkrecht gestellten Leitungsdrath ab, durch den ein Strom geleitet wurde, eine Magnetnadel NS von 20^{mm} Länge, 10^{mm} Höhe und 1^{mm} Dicke auf, und näherten dem einen Pole s derselben von Süden her einen Magnetstab mit dem gleichnamigen Pole S', bis die die Nadel richtende Kraft des Erdmagnetismus durch seine Einwirkung möglichst vollständig aufgehoben wurde, und die Nadel sich nur unter dem Einflusse des Stromes im Leiter ab einstellte und bewegte. Der ganze Apparat war mit einem Glaskasten bedeckt. Dabei stellte sich 85

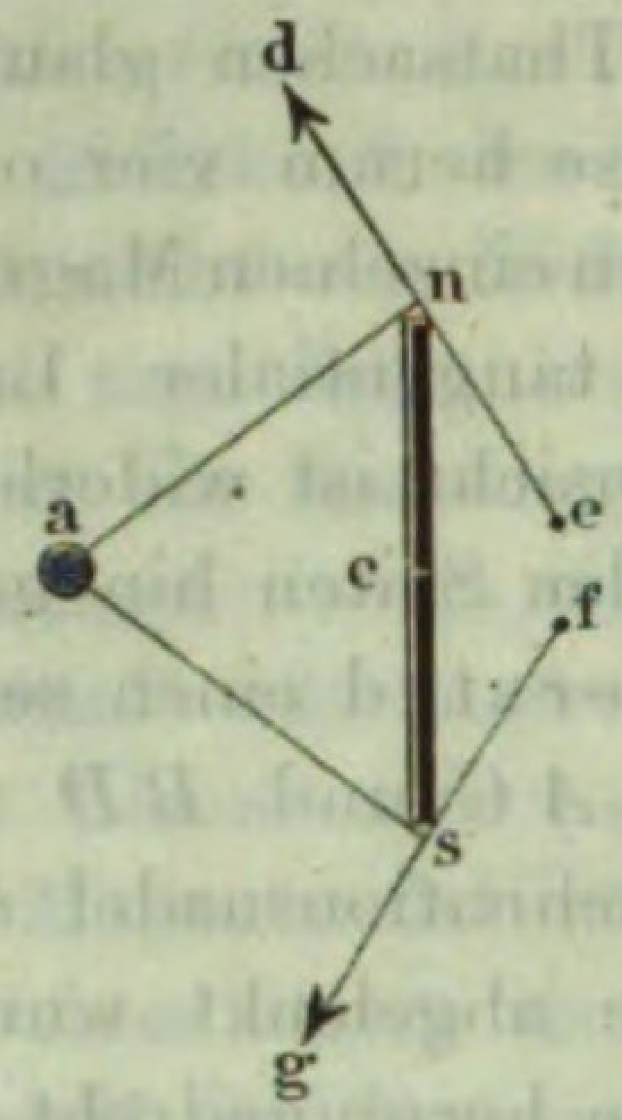
Fig. 59.



[1] Berzelius, Ann. de Chim. et de Phys. T. XVI, S. 113. 1821;* Gilb. Ann. Bd. LXVIII, S. 167;* Pohl, Gilb. Ann. Bd. LXIX, S. 171. 1821;* vergl. auch Erman, Umrisse zu den physischen Verhältnissen des elektro-chemischen Magnetismus, Berlin 1821;* Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 383;* Schweigg. Journ. Bd. XXXII, S. 38* u. Andere. — [2] Oersted, Ann. of Phil. Febr. 1822; Gilb. Ann. Bd. LXXIII, S. 278.* — [3] Poggendorff, Gilb. Ann. Bd. LXVIII, S. 206. 1821;* auch Raschig, Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 436*. — [4] Biot und Savart, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 222. 1820* und Biot, Traité de Phys. Deutsch v. Fechner, 2. Aufl. Bd. IV, S. 158.*

die Nadel *NS* so, dass die Verbindungslinie ihres Halbirungspunktes *c* (Fig. 60) mit dem auf gleicher Höhe befindlichen Querschnitt des Leiters *a* auf ihrer Axe senkrecht stand. Der Drath *ab* war so lang, dass die Enden desselben keinen merklichen Einfluss mehr auf die Nadel ausübten, und so die Resultante der Wirkung sämmtlicher Theile desselben in die durch die Nadel gelegte Horizontalebene fiel. — Es sei die von dem Drath *a* auf den Nordpol *n* der Nadel ausgeübte Kraft durch die Linie *nd* bezeichnet, welche gegen die Linie *na* in irgend einem näher zu bestimmenden Winkel *dna* geneigt sei. — Wäre zugleich mit dem Nordpol *n* ein eben so starker Südpol in *n*, so würde die auf diesen wirkende Kraft die Kraft *nd* gerade aufheben, also ihr gleich und entgegengesetzt sein. Sie sei *ne*. — In der Ruhelage der Nadel ist ihr Südpol *s* eben so weit vom Drath *a* entfernt, wie der Pol *n*. Die Kraft *sg*, mit welcher der Drath auf jenen wirkt, wird also der Kraft *ne* gleich, und in demselben Winkel, wie *ne* gegen *na* gegen die Verbindungslinie des Poles *s* mit *a* geneigt sein. Es ist also $\angle\, asg = ena$. Da nun die gleichen Kräfte *sg* und *nd* in der Ruhelage der Nadel gerade gleiche und entgegengesetzte Drehungsmomente auf die Nadel *ns* ausüben, so muss auch $\angle\, gsa = dna$, d. h. $dna = ena$ sein. Der Winkel $and = gsa$ muss also ein Rechter sein.

Fig. 60.



Die Resultante der Wirkung eines von einem Strom durchflossenen unendlich langen Leiters steht also auf der durch den Pol und den Leiter gelegten Ebene senkrecht.

Bringt man die Nadel in verschiedene Entfernungen vom Drath, und bestimmt ihre Schwingungsdauer *D*, so entspricht die Kraft *k*, mit welcher der Strom im Drath auf sie wirkt, der Grösse $\frac{const}{D^2}$, da die Einwirkung des die Nadel richtenden Erdmagnetismus durch den Magnet $N'S'$ eliminirt ist. Auf diese Weise ergab sich u. A.:

Abstand der Nadel.	Dauer v. 10 Schwingungen *D*.	Verhältniss der Kräfte *k*.
30mm	42,25	1
40	48,85	0,75 (1 — 0,008508)
60	56,75	0,5 (1 + 0,095460)
120	89,00	0,25 (1 + 0,103892)
15	30,00	2,00 (1 + 0,067010)

Es verhalten sich mithin die Kräfte, mit denen der in einem unendlich langen geradlinigen Drath fliessende Strom

auf einen Magnetpol einwirkt, umgekehrt wie die directen Abstände des Poles von dem Leiter[1]).

Es lässt sich hiernach leicht nachweisen, dass in Folge der auf beide Pole der Nadel wirkenden Kräfte, wenn ihre Axe nicht auf der Verbindungslinie ihres Mittelpunktes mit der Axe des Leitungsdrathes senkrecht steht, ihr ein Drehungsmoment ertheilt wird, welches sie in die gegen jene Verbindungslinie senkrechte Stellung zurückzuführen strebt.

Wurde an Stelle des vertical aufgespannten Drathes eine kupferne Röhre von 43^{mm} Durchmesser und 2^{m} Länge angewandt, und dicht neben derselben ein Drath ausgespannt und nun die Wirkung der Röhre und des Drathes verglichen, wenn die eine oder der andere vom Strom durchflossen war, und in verschiedenen Entfernungen vor ihnen die Magnetnadel in Schwingungen gesetzt wurde, so ergab sich das Verhältniss dieser Wirkungen bei verschiedenen Abständen der Nadel von beiden constant. Es gilt das oben ausgesprochene Gesetz also auch für die vom Strom durchflossene Röhre.

Aehnliche Resultate wurden erhalten, als Biot und Savart einen horizontalen Leitungsdrath in der Richtung senkrecht gegen den magnetischen Meridian ausspannten, an einem Coconfaden eine 100^{mm} lange Magnetnadel in verschiedenen Abständen über und unter dem Drathe aufhängten, und ihre Schwingungsdauer sowohl unter dem Einfluss des Erdmagnetismus allein (N), als auch unter dem Einfluss desselben und dem eines durch den Leitungsdrath geleiteten Stromes (N_1) bestimmten. Die Kraft k, mit der der Strom dann auf die Nadel wirkte entsprach der Formel: $k = \left(\frac{1}{N^2} - \frac{1}{N_1^2}\right) const.$ Es ergab sich diese Kraft gleich gross bei gleichen Abständen der Nadel vom Leitungsdrath, mochte sie über oder unter demselben schwingen. — Da bei grösserer Annäherung der ziemlich langen Nadel an den Leitungsdrath die Kräfte, welche von dem Leitungsdrath auf die Punkte der Nadel, in denen ihr Magnetismus concentrirt gedacht werden kann, in sehr spitzen Winkeln gegen die Nadel wirken, bei weiterer Entfernung aber diese Winkel sich allmälig einem Rechten nähern, und dadurch das bei den Ablenkungen der Nadel aus ihrer Gleichgewichtslage auf sie ausgeübte Drehungsmoment grösser wird, zugleich aber die Kräfte wegen des Wachsens der Entfernung abnehmen, so nimmt zuerst hiebei das gesammte, die Nadel bewegende, durch den Strom auf sie ausgeübte Drehungsmoment zu, dann wieder ab. Wenn die Wirkungen des Erdmagnetismus und des Stromes also die Nadel beide in gleicher Ruhelage erhalten würden, nimmt hierbei zuerst die Oscillationsdauer der Nadel ab und dann wieder zu.

[1]) G. G. Schmidt (Gilb. Ann. Bd. LXX, S. 243. 1822*) hat dieses Gesetz nicht richtig aufgefasst, indem er annahm, dass die mittlere Richtung der anziehenden oder abstossenden Kraft eines Stromes auf eine Magnetnadel perpendiculär von der Richtung des Stromes nach den Polen der Nadel gehe und umgekehrt proportional dem perpendiculären Abstand der Pole von dem Strome sei.

Das von Biot und Savart aufgestellte Gesetz hat auch Cumming[1]) bestätigt, indem er in verschiedenen Entfernungen von einem von Nord nach Süd gerichteten Leitungsdrath östlich oder westlich eine Magnetnadel aufstellte, und ihre Ablenkung von der Gleichgewichtslage bestimmte. Es ergab sich, dass die Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel, welche die von dem Leitungsdrath ausgeübte ablenkende Kraft misst, ihren Abständen vom Leitungsdrath umgekehrt proportional war.

86 Die Wirkung eines unendlich langen Stromesleiters auf einen Magnetpol ist die Resultante der Wirkungen seiner einzelnen Elemente auf denselben. Aus dem Biot-Savart'schen Resultate folgt aber unmittelbar, wie La Place gezeigt hat, dass die Kraft, mit der jedes Element des Leiters auf den Magnetpol wirkt, wiederum senkrecht steht auf der durch das Element und den Pol gelegten Ebene und umgekehrt proportional ist dem Quadrat des Abstandes des Magnetpoles vom Element. — Sie ist ferner proportional dem Sinus des Neigungswinkels des Elementes gegen seine Verbindungslinie mit dem Magnetpol.

Es lässt sich dieses letztere Resultat sehr einfach zeigen, wenn man eine kleine Magnetnadel in die Mitte eines Drathkreises einsetzt, dessen Ebene mit der Ebene des magnetischen Meridians zusammenfällt. Man stellt dicht neben diesen Drathkreis einen zweiten gleich grossen, dessen Drath in der Ebene des Kreises selbst kleine Biegungen macht. Leitet man nun einen Strom durch den einen oder anderen Kreis, so wird die Nadel aus dem magnetischen Meridian um gleich viel abgelenkt, wenn in beiden Fällen die Intensität des Stromes dieselbe ist und die Entfernung der Pole der Nadel von den Drathkreisen gegen ihre Abweichung aus der Ebene derselben bei ihrer Ablenkung vernachlässigt werden kann. Leitet man durch den ersten Drathkreis den Strom in der einen Richtung und durch den zweiten zurück, so wirkt er auf die Magnetnadel gar nicht. So kann man also den gebogenen Drath durch den kürzeren Drathkreis ersetzen, dessen Länge direct der Summe der Längen der einzelnen Theile des gebogenen Drathes multiplicirt mit dem Sinus ihrer Neigung gegen den Radius des Drathkreises entspricht, welcher letztere im vorliegenden Fall als die Verbindungslinie der Stromelemente mit den Magnetpolen betrachtet werden kann[2]).

Nach diesem letzteren Gesetz können wir ein Stromelement, wie in Bezug auf die Einwirkung auf ein anderes Stromelement, so auch in Bezug auf seine Wirkung auf einen Magnetpol, stets durch mehrere Componenten ersetzen, von denen die eine die Projection des Elementes auf die Verbindungslinie desselben mit dem Magnetpol ist, und auf denselben nach den §. 82 angeführten Resultaten nicht einwirkt, da hier der Magnetpol mit

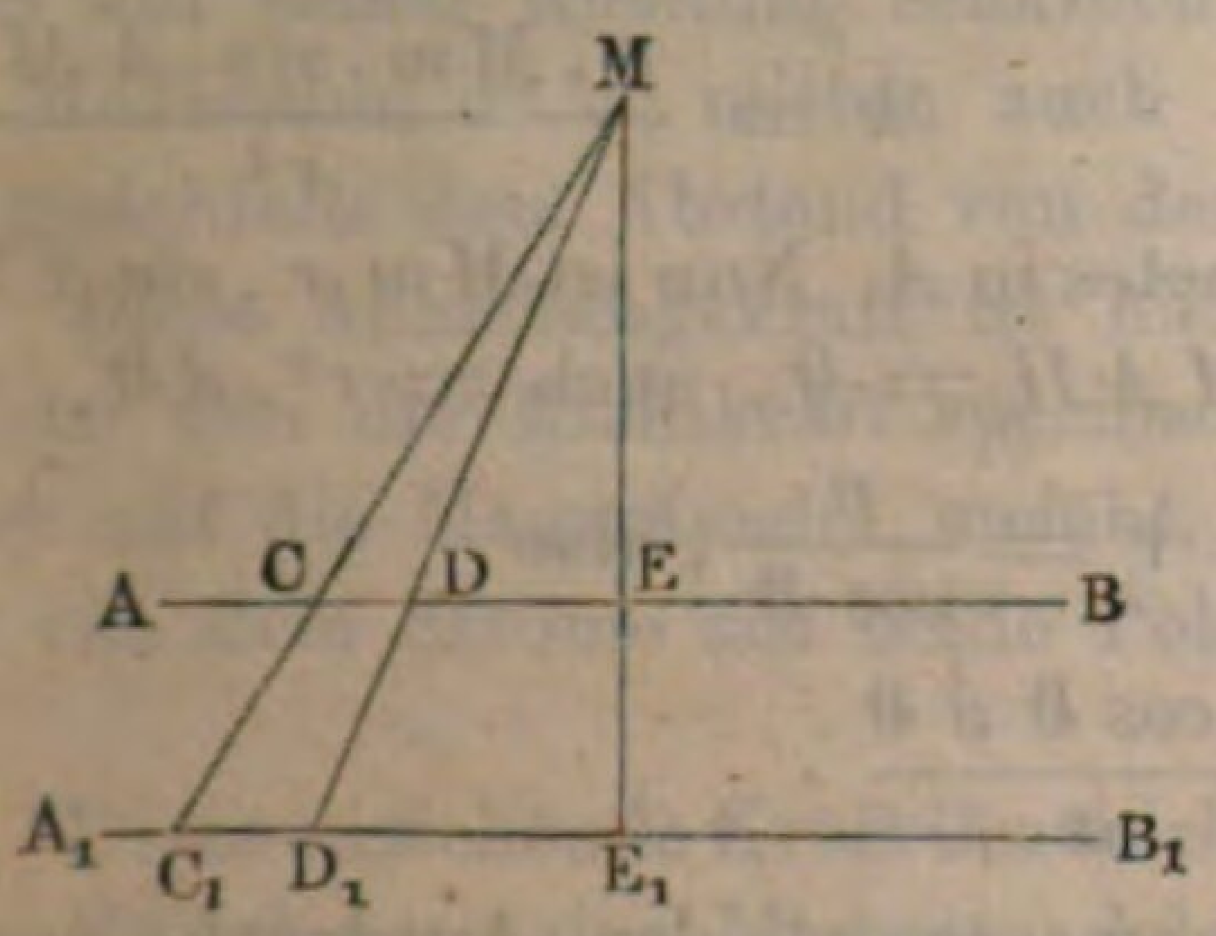
[1]) Cumming, Gilb. Ann. Bd. LXIX, S. 399. 1821*. — [2]) Ein anderer, weniger einfacher Beweis ist von Biot und Savart geliefert worden (l. c.).

gleichem Grunde nach allen Seiten ausweichen würde. Die zweite wirksame Componente wäre die Projection des Elementes auf eine Ebene, welche senkrecht auf der Verbindungslinie des Elementes mit dem Magnetpol stände und die der Länge des Elementes, multiplicirt mit dem Sinus seines Neigungswinkels gegen jene Verbindungslinie entspricht. Letztere Componente könnte man in der Ebene wieder in verschiedene Componenten zerlegen.

Wir haben §. 86 angeführt, dass aus dem Gesetze, dass die Wirkung 87
eines unendlich langen Leiters auf einen Magnetpol dem Abstand desselben von ersterem direct proportional ist, unmittelbar folgt, dass die Wirkung eines Elementes des Leiters dem Quadrat des Abstandes desselben vom Pol umgekehrt proportional ist.

Wir wollen mit Ampère[1]) auf eine elementare Art beweisen, dass aus der Annahme des letzteren Gesetzes die erstere Beziehung unmittelbar folgt.

Fig. 61.



Sind zwei parallele unendlich lange Ströme AB und $A_1 B_1$ gegeben, in deren Ebene der Magnetpol M sich befindet, und zieht man zwei Linien, MCC_1 und MDD_1 von M aus durch die Linien AB und $A_1 B_1$, welche nur einen kleinen Winkel mit einander bilden, so ist, da die von den Linien abgeschnittenen Elemente CD und $C_1 D_1$ der Ströme beide gegen ihre Verbindungslinie $C_1 CM$ mit dem Pol M gleich geneigt sind, ihre Wirkung k und k_1 auf denselben proportional ihrer Länge, und nach obigem Gesetz umgekehrt proportional dem Quadrat ihrer Entfernung von M, also

$$k : k_1 = \frac{CD}{CM^2} : \frac{C_1 D_1}{C_1 M^2} \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

Nun ist also $\varDelta\ CMD \backsim C_1 M D_1$, also $\frac{CD}{CM} = \frac{C_1 D_1}{C_1 M}$. Sind ferner die verticalen Abstände ME und ME_1 der Ströme AB und $A_1 B_1$ von M gleich a und a_1, so verhält sich auch $CM : C_1 M = a : a_1$. Bei Einführung dieser Werthe in die Gleichung (1) ergiebt sich

$$k : k_1 = \frac{1}{a} : \frac{1}{a_1}.$$

Da dieses Verhältniss für die Wirkung aller beliebigen Elemente von AB und $A_1 B_1$ gilt, die zwischen irgend zwei von M aus gezogenen Li-

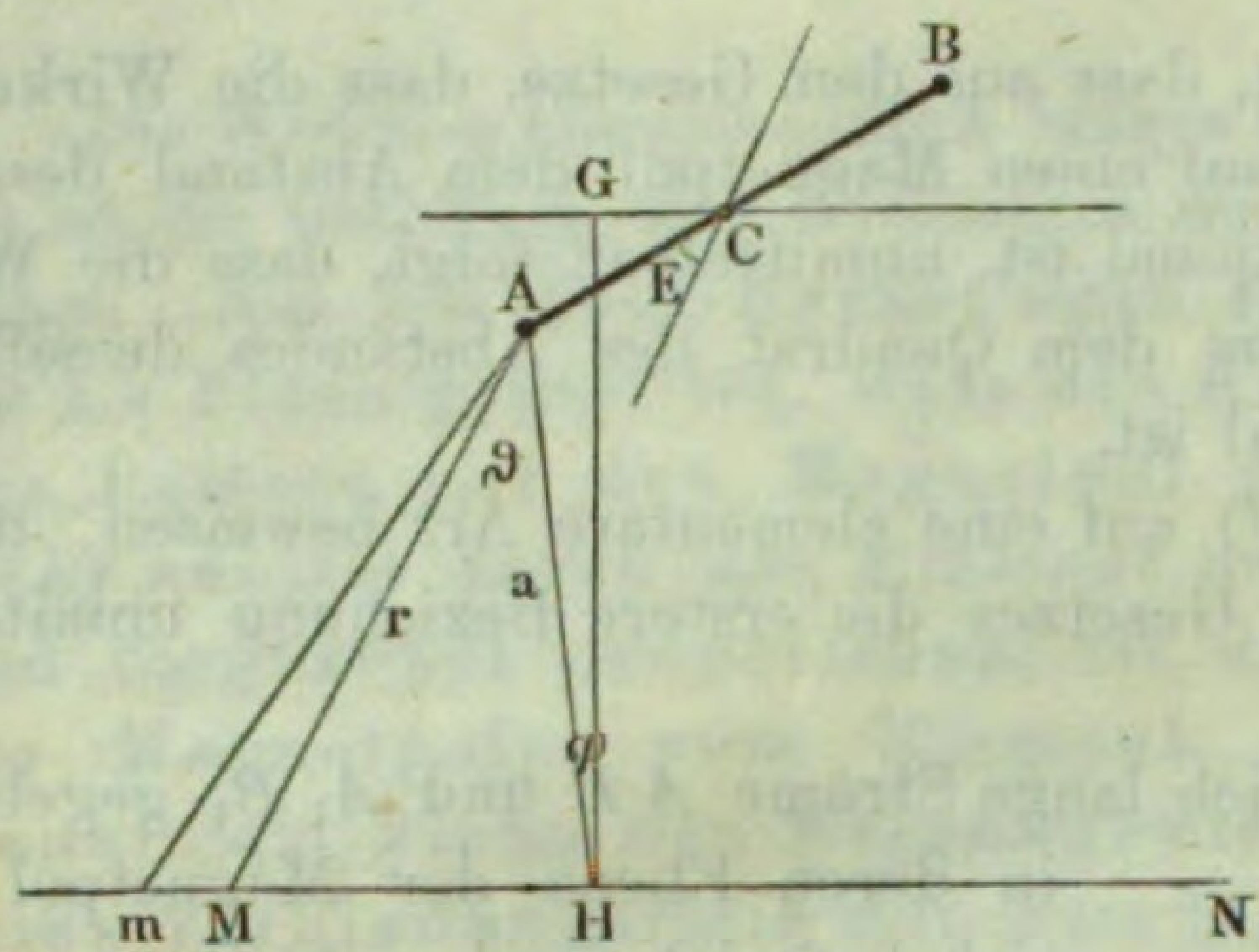
1) Ampère u. Babinet, Darstell. der neueren Entdeckungen. Leipz. 1822. S. 44.

nien liegen, so gilt es auch für die ganzen Stromesleiter, wie es das Biot-Savart'sche Gesetz hinstellt.

88 Eine andere Ableitung [1]) dieses Satzes, die einige andere wichtige Folgerungen zulässt, ist folgende:

Es sei BA (Fig. 62) der Magnet, welcher in einer Horizontalebene schwingen kann, und dessen Mittelpunkt C sich vertical über einem horizontalen Strom NM befindet. Es sei Mm ein Element desselben. Es sei ferner $MA = r$ und der Abstand AH des Poles A von NM gleich a, so soll die auf den Magnet in der auf Ebene MmA senkrechten Richtung ausgeübte Kraft

Fig. 62.



$$k = \frac{\mu . Mm . \sin AMH}{r^2}$$

sein, wenn μ der Magnetismus des Magnetes in A. Nun ist $Mm . r . \sin AMH = 2 \Delta AMm$, oder, wenn Winkel $MAH = \vartheta$, auch $= r^2 . d\vartheta$, also die Kraft $k = \frac{\mu d\vartheta}{r}$. Nun ist aber $r = \frac{a}{\cos \vartheta}$, also

$$k = \frac{\mu \cos \vartheta \, d \vartheta}{a}.$$

Ist der Leiter NM unendlich lang, so ist der Ausdruck von $\vartheta = -\frac{\pi}{2}$ bis $\vartheta = +\frac{\pi}{2}$ zu integriren. Dann ist

$$K = \frac{2\mu}{a}.$$

Die Kraft ist also dem Abstand des Magnetpols vom Leiter umgekehrt proportional. — Eine gleiche aber entgegengesetzt gerichtete Kraft wirkt am Pol B. Zerlegt man diese Kräfte in zwei, von denen die einen in verticaler Richtung wirken, die anderen in horizontaler, so sind die ersten, wenn der Winkel $AHG = \varphi$ ist, $= \frac{2\mu \sin \varphi}{a}$. Diese beiden Kräfte vereinen sich zu einer in C wirkenden Kraft, die den Magnet gegen den Leiter NM hinzieht, oder ihn von demselben entfernt. — Die anderen horizontalen Componenten sind $= \frac{2\mu \cos \varphi}{a}$. Sie streben den Magnet in

[1]) **Ampère**, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXVII, p. 133. 1828.* Eine ähnliche Ableitung auch von G. G. **Schmidt**, Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 387. 1822.*

die gegen NM senkrechte Lage zu führen. Ist die Länge $AB = 2b$, der Winkel, den der Magnet mit seiner mit NM parallelen Ruhelage macht, $= \varepsilon$, so ist das von den beiden letzteren Kräften auf den Magnet ausgeübte Drehungsmoment =

$$\frac{4\mu b \cos\varepsilon \cos\varphi}{a}.$$

Ist der Winkel φ sowie b klein, also die Nadel weit von dem Stromesleiter NM entfernt, so reducirt sich dieses Moment auf

$$\frac{4\mu b \cos\varepsilon}{a}.$$

Durch dieses Drehungsmoment wird sich die Nadel senkrecht gegen den Leiter MN zu stellen suchen. Wirkt auf die Nadel keine weitere Kraft als die des Stromes, so erreicht sie diese Lage. In derselben ist $\varepsilon = 90^0$, $\cos\varepsilon = 0$, also das Drehungsmoment Null; die Nadel hat eine stabile Gleichgewichtslage erreicht. Hätte die Nadel eine um 180^0 gegen diese Lage geneigte Lage, so wäre dieselbe labil.

Die anziehende Kraft, welche die Nadel durch den Stromesleiter in ihrer auf seiner Richtung senkrechten Lage erfährt, ist bei dieser Lage ein Maximum, da φ, mithin auch $\sin\varphi$ ein Maximum erreicht hat. Sie ist gleichfalls dem Abstand von dem Leiter umgekehrt proportional.

Diese Anziehungskraft ist hiernach durchaus keine besondere Kraft, welche von der Richtkraft specifisch verschieden wäre, die der Stromesleiter auf die Magnetnadel ausübt. Beide Kräfte sind nur Componenten der von dem Strome auf beide Pole der Nadel wirkenden Kräfte [1]).

Diese anziehende Kraft lässt sich durch folgende Versuche nachweisen [2]): 89

Hängt man eine Magnetnadel an dem einen Ende eines Wagebalkens vermittelst eines Coconfadens über oder unter einem horizontalen Leitungsdrath auf, so stellt sie sich, wenn man durch letzteren einen Strom leitet, in der einen oder anderen Richtung senkrecht gegen denselben und wird dann angezogen, indem nun auf der dem Drath zugekehrten Seite der Magnetnadel die Molekularströme in gleicher Richtung fliessen, wie der Strom im Drathe selbst.

Befestigt man ferner an dem einen Ende eines Wagebalkens in horizontaler Lage eine durch ein Gegengewicht äquilibrirte Magnetnadel ns, Fig. 63 (a. f. S.), und bringt senkrecht gegen ihre Richtung über oder unter ihr einen vom Strom durchflossenen Leiter ab an, so wird die Nadel vom Leiter angezogen oder abgestossen, je nachdem die Molekularströme in der Nadel auf der dem Leiter zugekehrten Seite mit dem ihn durchlaufenden Strome gleiche oder entgegengesetzte Richtung haben. Würde

[1]) Vergl. auch Faraday, Exp. Res. Vol. II, p. 129.* Quarterly J. of Science Vol. XII, p. 74.; Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 132. 1822.* — [2]) Dove, Pogg. Ann. Bd. XXVIII, S. 586. 1833.*

man also, um wiederum der Ampère'schen Vorstellung zu folgen, mit dem positiven Strome fortschwimmend die Nadel anblicken und dabei den Nordpol derselben zur Linken haben, so würde Anziehung, würde man ihn zur Rechten haben, Abstossung erfolgen.

Hängt man nun zwei in entgegengesetzter Richtung fest verbundene Nadeln (eine astatische Nadel) so an einem an dem Wagebalken befestigten Coconfaden, Fig. 64, auf, dass der Stromleiter ab zwischen beiden sich

Fig. 63.

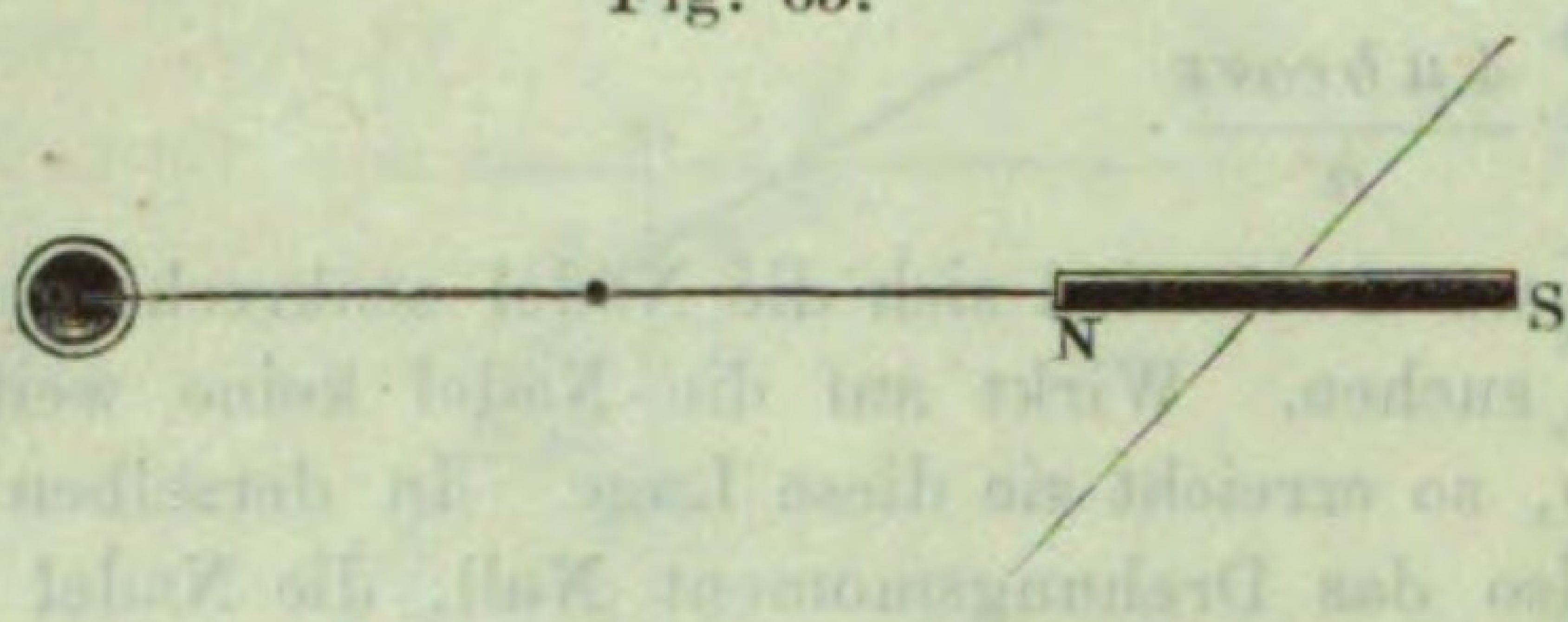
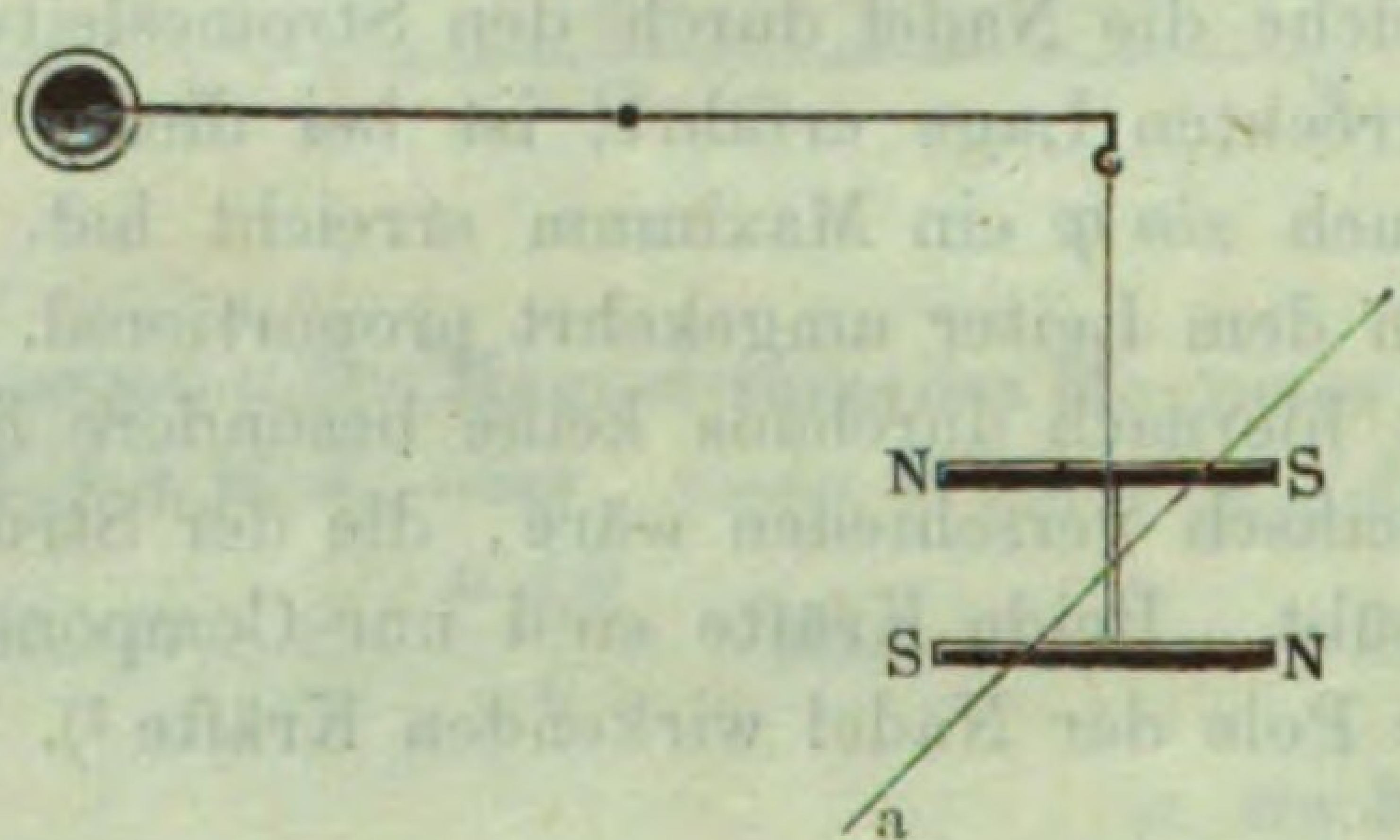


Fig. 65.



Fig. 64.



befindet, so wird, wenn ab genau in der Mitte zwischen beiden Nadeln liegt, keine Anziehung stattfinden, sondern die Nadeln richten sich nur senkrecht gegen den Drath, da die auf beide ausgeübten Anziehungskräfte in entgegengesetzter Richtung wirken. Sind aber beide Nadeln so gestellt, dass beide ihre gleichnamigen Pole nach derselben Seite kehren, so findet umgekehrt keine Richtung der Nadeln statt; stehen sie aber in diesem Falle mit ihren Axen senkrecht gegen den Leitungsdrath, so nähert sich die eine Nadel dem Drath, in welcher auf der dem Drath zugekehrten Seite die Molekularströme dem Strome im Drath gleichgerichtet sind. Ganz ähnlich verhalten sich Nadeln, die in senkrechter Lage neben dem Leitungsdrath aufgehängt sind.

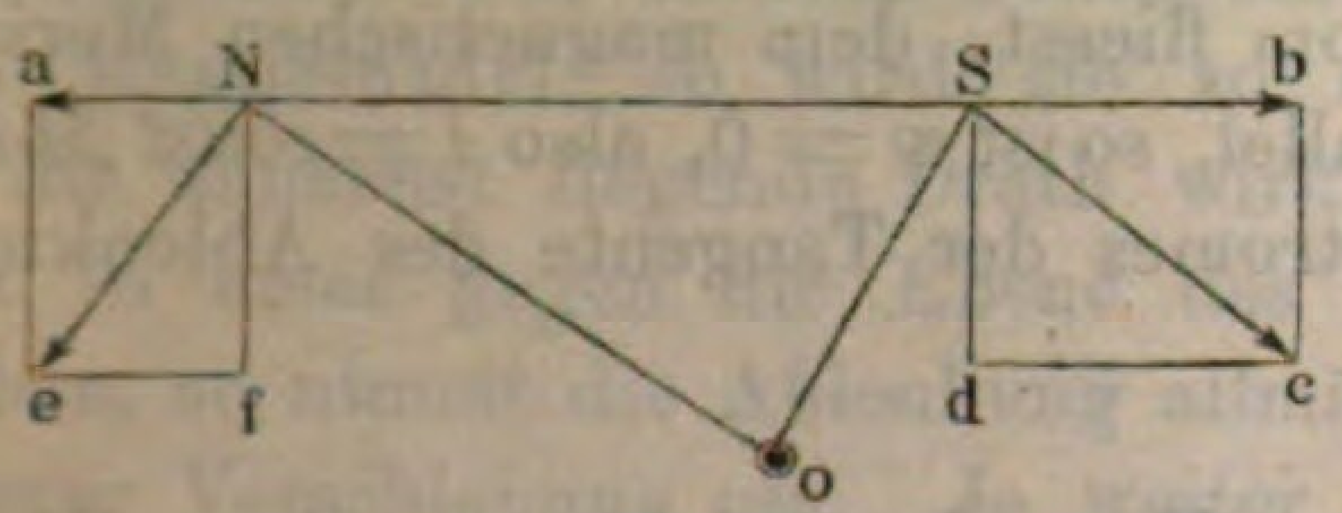
Dieselben Anziehungserscheinungen zeigen sich auch an Eisenstücken, welche durch einen Strom temporär magnetisch gemacht werden, und diesem letzteren Strome selbst.

Legt man also z. B. auf einen horizontalen Leitungsdrath einen Papierstreifen, und streut auf diesen feine Eisenfeile, so ordnen sie sich in Linien an, welche gegen jenen Leitungsdrath senkrecht stehen, indem jeder von ihnen in der auf der Axe des Drathes senkrechten Richtung eine

magnetische Axe erhält. Zugleich werden die so magnetisirten Eisenfeile von dem Leitungsdrath angezogen. Ebenso hängen sich an eine flache vom Strome durchflossene Drathspirale, Fig. 65, Eisenfeile in Kegelform an, indem jedes durch die Spirale magnetisirte Theilchen die benachbarten Theilchen anzieht. [1])

Befestigt man eine Magnetnadel in horizontaler Lage auf einem auf Wasser schwimmenden Kork, oder bestreicht sie mit Fett und lässt sie für sich allein auf dem Wasser schwimmen, und leitet über ihr einen horizontalen Strom fort, so sucht sie sich zuerst senkrecht gegen denselben zu stellen, wenn wir die Wirkung des Erdmagnetismus vernachlässigen, und verschiebt sich sodann in der Richtung ihrer Axe so lange, bis eine durch den Stromesleiter gelegte, die Axe der Nadel in einem rechten Winkel schneidende Ebene dieselbe halbirt [2]). Ist O, Fig. 66, der Querschnitt des Stromes, NS die auf seiner Richtung verticale Nadel, so lassen sich die auf NO und OS senkrecht stehenden, in der Ebene NOS auf die Pole der Nadel wirkenden Kräfte Ne und Sc in je zwei Componenten zerlegen, von denen die einen Nf und Sd auf der Axe der Nadel senkrecht sind und sie nicht bewegen, da die Nadel in der O parallelen Ebene verbleiben muss. Die anderen Componenten Sb und Na fallen in die Richtung der Axe der Nadel, und subtrahiren sich. Die Nadel bewegt sich daher nach der einen oder anderen Richtung, je nachdem die eine oder andere derselben überwiegt. (In der Figur nach b.) Beide Componenten werden gleich, wenn O sich gerade unter dem Halbirungspunkt von NS befindet; dann hat also die Nadel ihre Gleichgewichtslage erreicht.

Fig. 66.



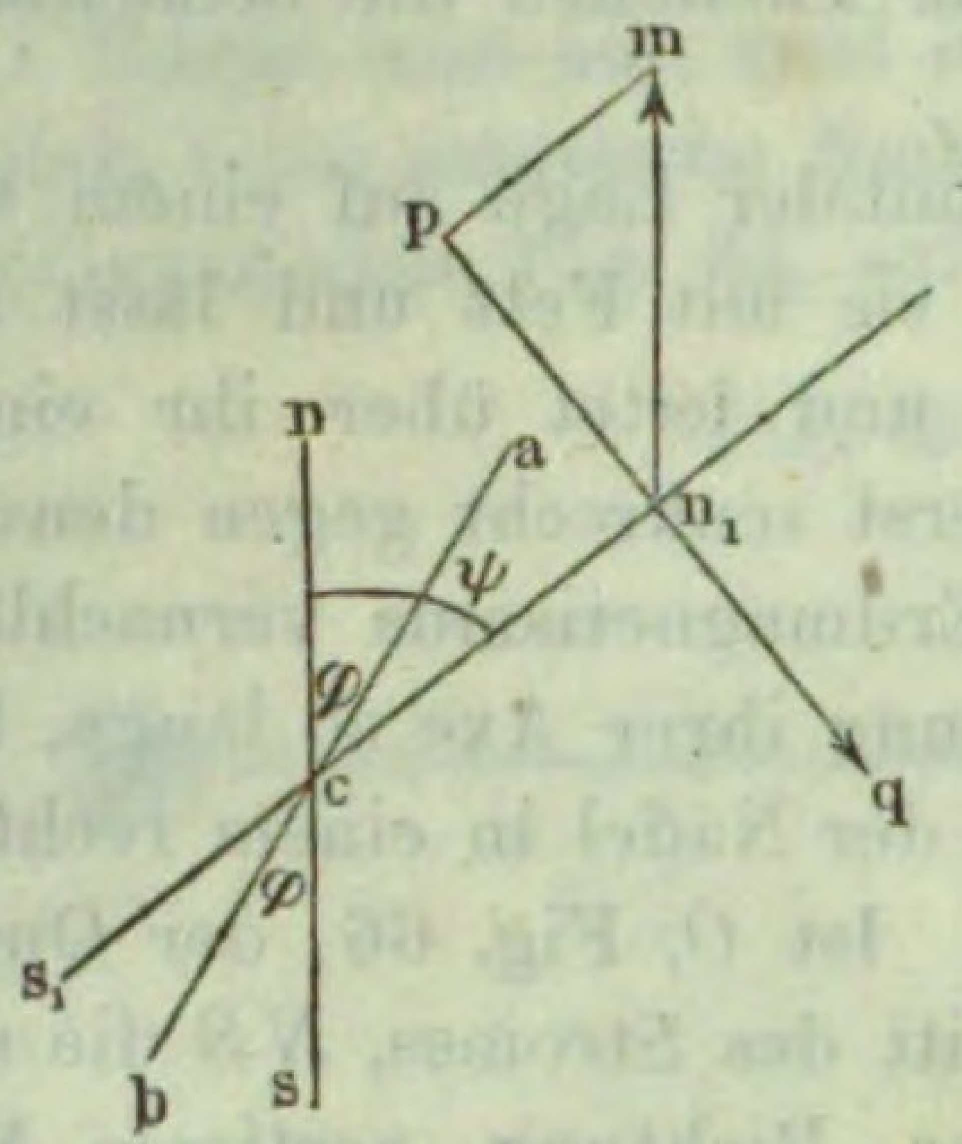
Wirkt auf eine Magnetnadel, welche in einer einem sehr langen Stro- 90
mesleiter parallelen Ebene schwingen kann, ausser der ablenkenden Kraft des Stromes noch der Erdmagnetismus, so nimmt dieselbe eine durch beide Kräfte bedingte mittlere Richtung ein.

Als einfaches Beispiel wollen wir die Einstellung einer Magnetnadel betrachten, welche sich in einer Horizontalebene bewegen kann und unter welcher in einiger Entfernung ein horizontaler Drath fortgeführt wird, der mit dem magnetischen Meridian den Winkel φ bildet. Die Lage der Nadel im magnetischen Meridian sei ns, Fig. 67 (a. f. S.); ihre Lage nach ihrer Ablenkung durch einen durch Drath ab geleiteten Strom von der Intensität i sei $n_1 s_1$. Der Ablenkungswinkel der Nadel non_1 sei gleich ψ.

[1]) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 94. 1820;* Gilb. Ann. Bd. LXVI, S. 311.* Erman, Umrisse, Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 382.* Davy, Phil. Trans. 1821. p. 11;* Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 230.* Faraday l. c. — [2]) Boisgiraud ainé, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 283. 1820;* Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 166.*

Nehmen wir ferner an, der Drath ab sei weit von der Nadel entfernt, welche nur eine kleine Länge habe, so ist nach §. 88 das von dem Strom auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment $n_1 q$ gleich $const\, i \cos(\psi - \varphi)$. Die erdmagnetische Kraft wirkt am Pole n_1 mit der Kraft $M = mn_1$; das auf die Nadel daselbst ausgeübte dem ersten entgegengesetzte Drehungsmoment ist somit proportional $n_1 p = M . \sin \psi$. Soll die Nadel in Ruhe sein, so müssen beide Drehungsmomente gleich sein, d. i.

Fig. 67.

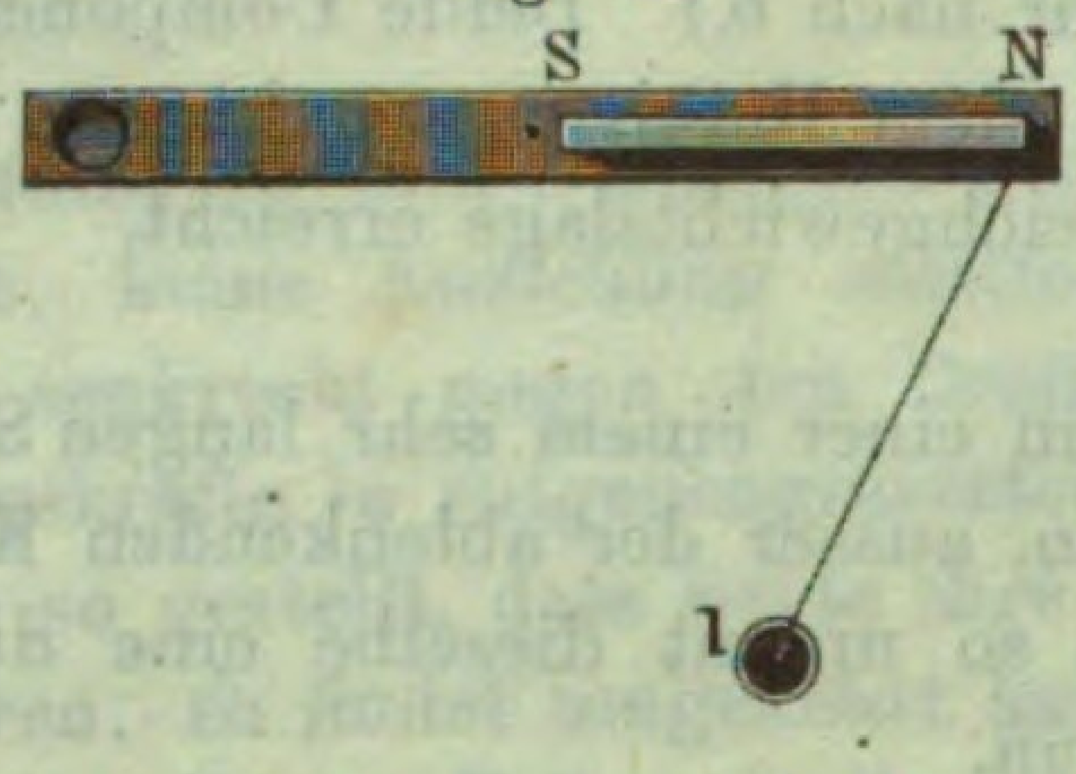


$$i = \frac{\sin \psi}{\cos(\psi - \varphi)} M . const.$$

Ist der Drath, durch welchen der Strom fliesst, dem magnetischen Meridian parallel, so ist $\varphi = 0$, also $i = const\, M\, tg\, \psi$. Dann ist also die Intensität des Stromes der Tangente des Ablenkungswinkels proportional.

91 Ist die Magnetnadel bei diesen Versuchen nicht um ihren Mittelpunkt drehbar, sondern um irgend einen anderen Punkt, so stellt sie sich stets so, dass die Resultante sämmtlicher auf sie wirkender Kräfte durch jenen Punkt geht. Ein interessantes Beispiel dieser Art hat Roget [1]) gegeben. Er befestigte eine Magnetnadel NS, Fig. 68, auf einem leichten Brettchen, das sich um einen gerade unter dem Pol S befindlichen Punkt auf einer Spitze drehen konnte. Ein Gegengewicht äquilibrirte das Gewicht der Nadel. Wurde nun in einiger Entfernung von der Nadel ein verticaler vom Strom durchflossener Leiter l aufgestellt, von dem nur der Durchschnitt mit der Ebene der Figur gezeichnet ist, so musste sich unter dem Einfluss des Stromes allein die Nadel so drehen, dass die horizontale Verbindungslinie des Poles N mit dem Leiter l auf der Axe NS der Nadel vertical stand; denn nur so ging die auf dieser Verbindungslinie verticale, vom Strom auf den Pol N ausgeübte Kraft durch den Aufhängepunkt der Nadel.

Fig 68.



Ist der Drath l dem Punkt S näher gerückt, als die Länge NS der Nadel, so ist diese Einstellung derselben unmöglich. Sie bewegt sich dann so lange, bis sie auf der einen oder anderen Seite an den Drath anschlägt.

Eigentlich würden sich diese Versuche nur anstellen lassen, wenn die

[1]) Roget, Darstellung des Elektromagnetismus. Deutsch v. Kottenkamp. 1847. S. 23.

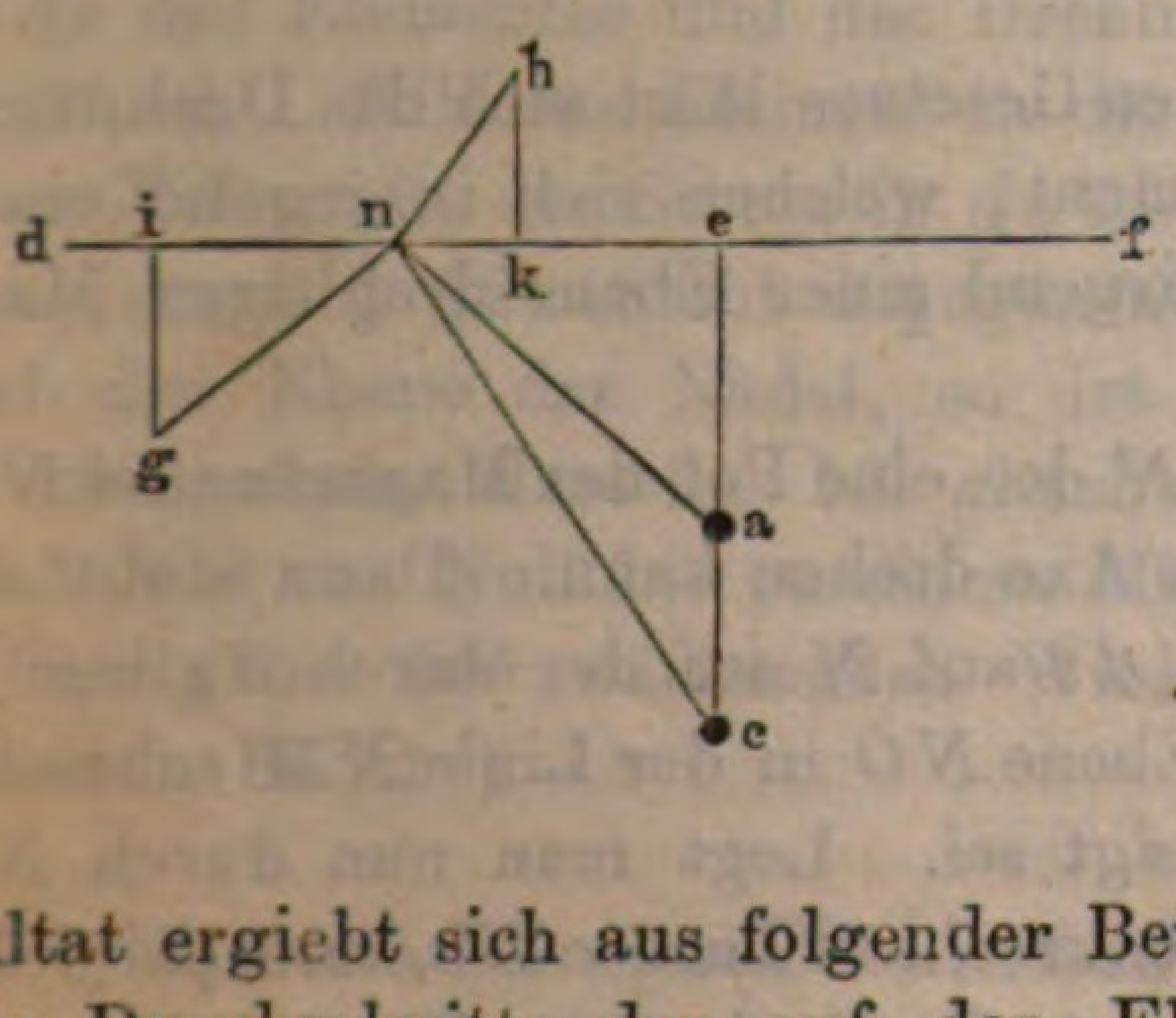
Nadel in der auf der Inclinationsrichtung verticalen Ebene schwingt, und der Stromesleiter auf dieser vertical steht. In der Horizontalebene wird die Lage der Nadel durch die Wirkung des Erdmagnetismus geändert.

Die weitere Ausführung dieser Betrachtungen bietet keine Schwierigkeiten, wenn sie für specielle Zwecke erforderlich ist [1]).

Es hat keine Schwierigkeit, die Einwirkung mehrerer unendlich langer, verschieden gerichteter und gleich- oder ungleichlaufender Ströme auf eine Magnetnadel zu untersuchen. In den meisten Fällen bietet diese Aufgabe kaum mehr Interesse, als ein blosses Uebungsbeispiel. Wir wollen deshalb nur einen besonders interessanten Fall betrachten [2]). 92

Durch zwei parallele und auf der Ebene des magnetischen Meridianes verticale, senkrecht unter einander liegende Dräthe werde ein Strom in entgegengesetzter Richtung geleitet. Bringt man nun über den oberen oder unter den unteren Drath eine in einer Horizontalebene bewegliche Magnetnadel, so wird sie so abgelenkt, als wenn auf sie nur der ihr zunächst liegende Drath wirkte. Wird sie nun nach Ost oder West in einer gegen die Ebene des Drathes verticalen Richtung verschoben, so nimmt die Ablenkung allmälig bis Null ab und kehrt sich bei weiterer Verschiebung um. Je weiter die Nadel dabei über oder unter dem ihr benachbarten Drath sich befindet, desto weiter muss sie verschoben werden, um das Umkehrungsphänomen zu zeigen. Aus den Beobachtungszahlen, welche Seebeck in Bezug hierauf erhalten hat, folgerte Hansteen [3]), dass die Wendepunkte der Ablenkung der Nadel sich in einer Hyperbel befinden, deren Scheitel in den der Nadel zunächst liegenden Drath fällt. Hieraus schloss Hansteen weiter, dass die Kraft, mit der die Ströme in den beiden Dräthen auf die Pole der Nadel wirken, ganz wie es Biot und Savart direct gefunden, dem Abstand derselben von den Dräthen umgekehrt proportional sei (eigentlich der 1,018ten Potenz).

Fig. 69.



Dieses von Seebeck beobachtete und von Hansteen berechnete Resultat ergiebt sich aus folgender Betrachtung. Es seien a und c, Fig. 69, die Durchschnitte der auf der Ebene des Papieres verticalen Dräthe mit der ersteren, def eine gegen die Linie ac verticale Linie in der Ebene des Papieres, auf der der eine Pol der Magnetnadel, z. B. der Nordpol n, von e nach d verschoben werde. Die Resultanten nh und ng

1) Siehe darüber von Feilitzsch, Karsten's Encyclopädie S. 33.* — 2) Seebeck, Abhandl. der Berl. Akademie. 1821. S. 289;* Schweigg. Journ. Bd. XXXII, S. 27.* — 3) Hansteen, Gilb. Ann. Bd. LXX, S. 175. 1822.*

der Wirkungen des Stromes in a und c auf n sind vertical auf den durch die Dräthe und n gelegten Ebenen und nach entgegengesetzten Seiten gerichtet, da beide Dräthe in entgegengesetzter Richtung von Strömen durchflossen werden. Nach dem Biot-Savart'schen Gesetz sind diese Resultanten

$$nh = \frac{const}{na}, \quad ng = \frac{const}{nc}.$$

Zerlegt man dieselben nach der Richtung de, so sind die betreffenden Componenten:

$$nk = \frac{\cos hnk}{na} const, \quad ni = \frac{\cos ing}{nc} const \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Ist nun $ne = y$, $ea = x$, $ac = r$, so ist $na^2 = y^2 + x^2$, $nc^2 = y^2 + (r + x)^2$, $\cos hnk = \cos nae = \frac{ea}{na}$, $\cos ing = \cos nce = \frac{ec}{nc}$.
Bei Einführung dieser Werthe in die Gleichungen (1) erhält man

$$nk = \frac{x}{y^2 + x^2} const, \quad ni = \frac{r + x}{y^2 + (r + x)^2} const.$$

Sollen beide Ströme a und c zusammen kein Drehungsmoment auf die Nadel ausüben, dieselbe also in der ihnen parallelen Ruhelage verharren, so muss $nk = ni$ sein, d. i.

$$\frac{x}{y^2 + x^2} = \frac{r + x}{y^2 + (r + x)^2} \quad \text{oder} \quad x^2 + xr = y^2.$$

Dies ist aber die Gleichung einer Hyperbel, deren Scheitelpunkte in a und c liegen [1]).

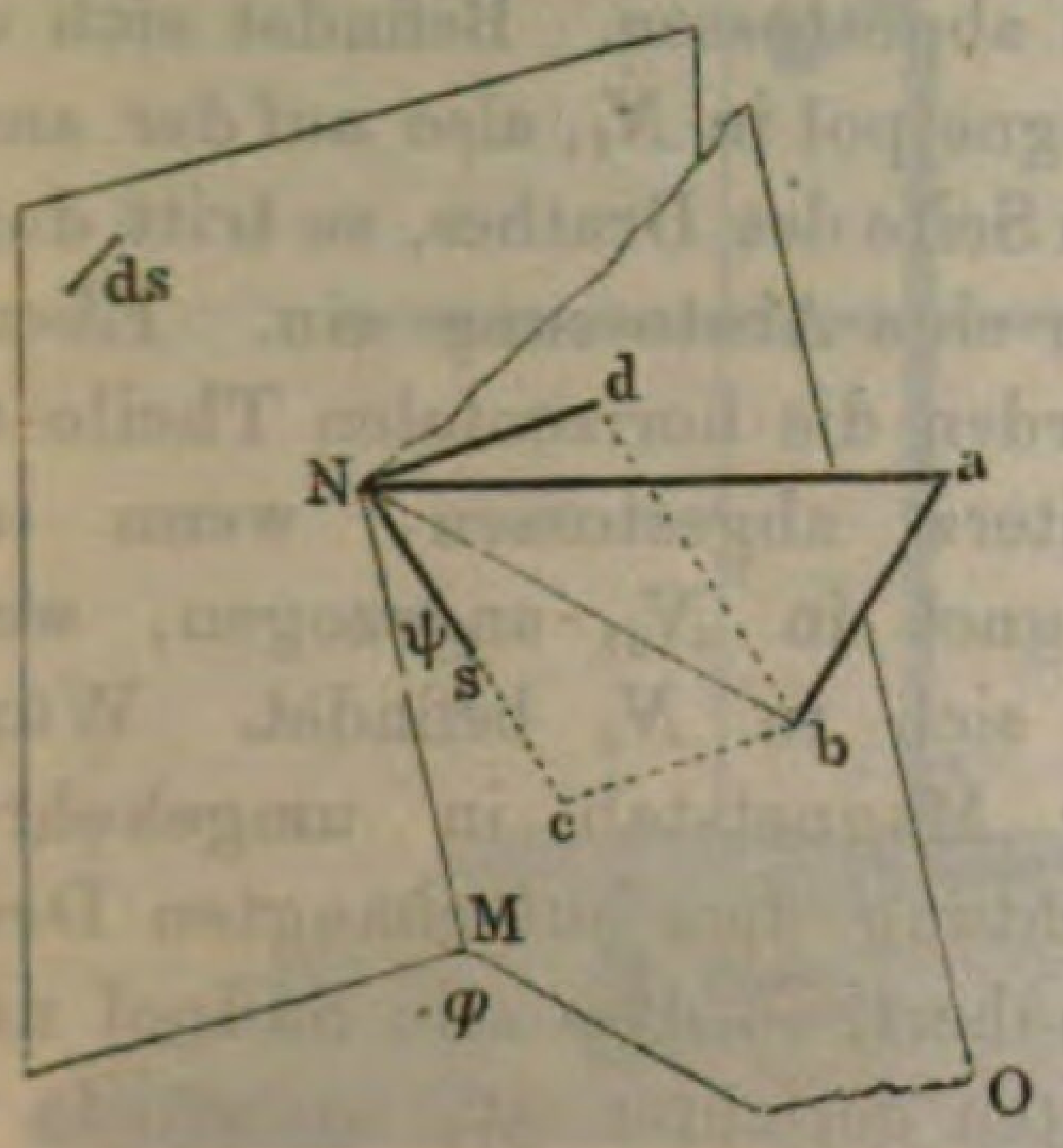
93 Vermittelst des Biot-Savart'schen Gesetzes lässt sich das Drehungsmoment berechnen, das ein Stromelement, welches sich in irgend einer Lage befindet, auf die Pole einer in irgend einer Ebene drehbaren Magnetnadel ausübt.

Es sei ds (Fig. 70) das Element, N der eine Pol der Magnetnadel NS, welche sich in der Ebene NO um ihre Axe drehen kann. Dann steht die Resultante $Na = R$ der Wirkung von ds auf N auf der durch ds und N gelegten Ebene senkrecht, welche die Ebene NO in der Linie NM schneide und gegen sie um den Winkel φ geneigt sei. Legt man nun durch Na eine auf den Ebenen Nds und ON senkrechte Ebene aNb, und projicirt in dieser Na auf die Ebene NO, so ist die Projection Nb die Componente der Kraft Na in der Drehungsebene NO der Nadel. Sie ist $Nb = Na \sin Nab$. Wollen wir das durch diese Kraft auf die Nadel

[1]) In ähnlicher Weise hat von Feilitzsch auch die Wirkung einer Reihe paralleler und in einer Ebene liegender, von entgegengesetzten Strömen durchflossener Dräthe auf eine über ihnen befindliche Nadel berechnet, und die Rechnung durch das Experiment bestätigt gefunden. Karsten's Encyclopädie, S. 47; Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 427. 1852.*

ausgeübte Drehungsmoment bestimmen, so müssen wir sie in zwei Componenten zerlegen, deren eine Nc in die Richtung der Nadel fällt und unthätig bleibt, deren zweite $Nd = cb$ auf ihr senkrecht ist. Die letztere

Fig. 70.



ist $Nd = cb = Nb \sin bNc = Na . \sin Nab . \sin bNc$. Winkel Nab ist der Winkel zwischen den auf den Ebenen dsN und NO errichteten Lothen aN und ab, also gleich $180^0 - \varphi$, d. h. $\sin Nab = \sin \varphi$. Winkel bNc ergänzt den Winkel $cNM = \psi$ zu 90^0, welcher letztere der Winkel zwischen der Nadel NS und der Durchschnittslinie NM der Ebenen dsN des Elementes und der Drehungsebene NO der Nadel ist. Somit ist $\sin bNc = \cos \psi$, also das auf den Pol N ausgeübte Drehungsmoment

$$Nd = R . \sin \varphi . \cos \psi .$$

Ist die Nadel NS gegen ihre Entfernung vom Element klein, so wird die auf den Pol S ausgeübte und gegen die Axe der Nadel senkrechte Kraft der Kraft Nd gleich und entgegengesetzt sein.

Da in der Formel die Richtung des Elementes ds nicht vorkommt, so bleibt das von demselben auf den Pol N ausgeübte Drehungsmoment ungeändert, wenn dasselbe bei gleichbleibendem Abstand von N und gleichbleibender Neigung gegen seine Verbindungslinie mit N in der Ebene dsN verschoben wird. Wird ferner der Neigungswinkel der Ebene Nds des Elementes und der Drehungsebene der Nadel NO gleich 0 oder 180^0, d. i. fällt das Element in die Ebene der Nadel, so ist $\sin \varphi = 0$, also $Nd = 0$; der Strom in ds übt auf die Nadel kein Drehungsmoment aus (vergl. §. 82). Steht dagegen die Ebene Nds des Elementes senkrecht auf der Ebene der Nadel, so ist das Drehungsmoment ein Maximum. Ebenso nimmt dasselbe bei gleichbleibender Neigung der Ebenen Nds und NO von Null bis zu einem Minimum ab, wenn die Nadel Ns einen allmälig bis 90^0 wachsenden Winkel mit der Durchschnittslinie beider Ebenen bildet [1]).

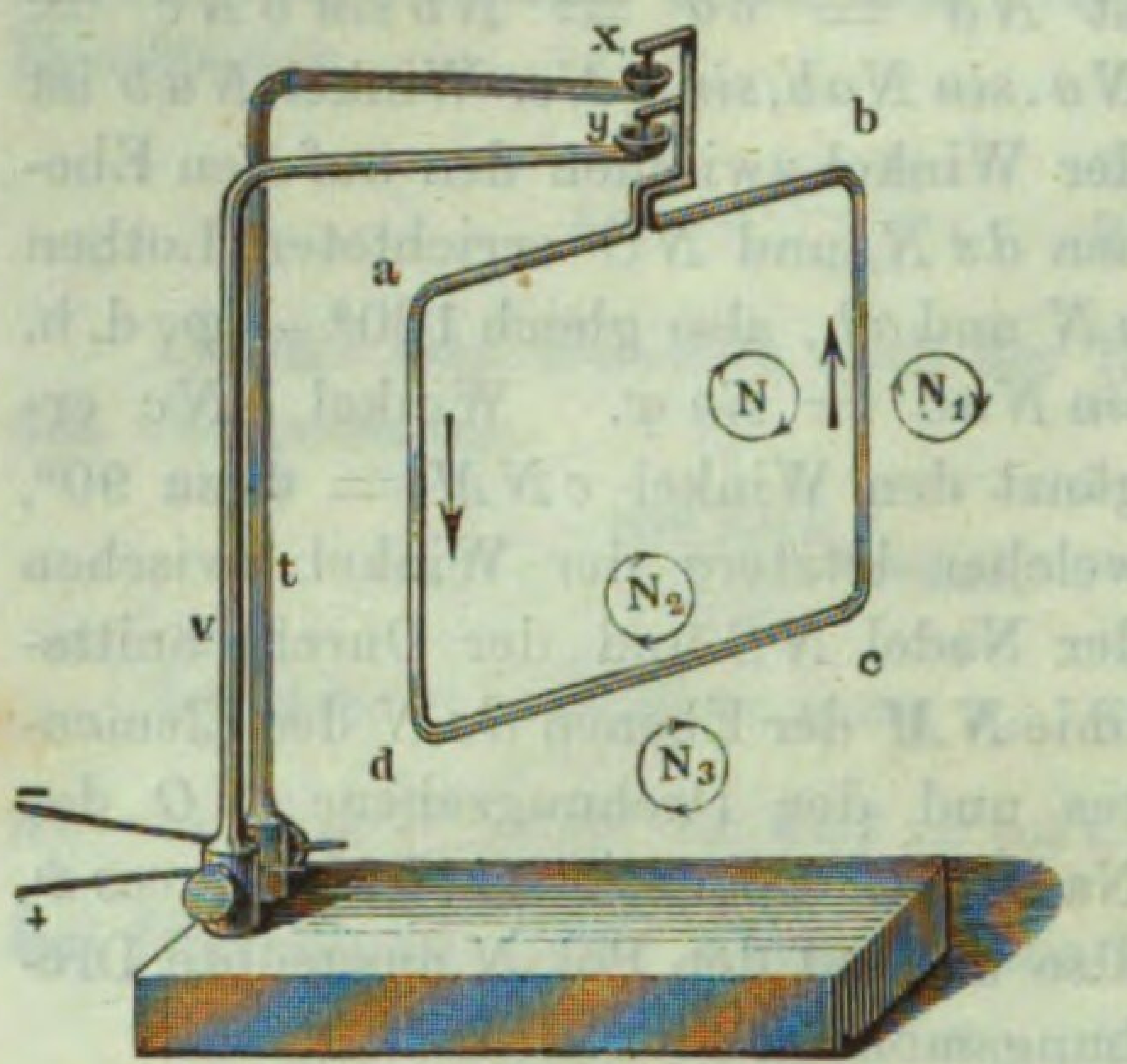
Wie sich bei diesen Versuchen eine Anziehung und Abstossung eines Magnetes durch einen Strom zeigt, so kann man umgekehrt eine Anziehung und Abstossung eines vom Strom durchflossenen Leiters durch einen Magnet nachweisen. 94

Hängt man daher einen Drath Fig. 71 (a. f. S.), am Ampère'schen Statif auf, welcher in der Richtung der beigezeichneten Pfeile vom Strome durchflossen ist, und nähert ihm einen Stahlmagnet von vorn,

1) Vergl. auch Buff, Grundzüge der Physik. 1853. S. 381.*

so dass der Nordpol N desselben nach hinten gerichtet ist, derselbe also durch einen in der Richtung des um N angegebenen Pfeiles seinen Magnetismus erhalten hat, so wird der bewegliche Drath von dem Magnetpol abgestossen. Befindet sich der Magnetpol in N_1, also auf der anderen Seite des Drathes, so tritt dagegen eine Abstossung ein. Ebenso werden die horizontalen Theile des Leiters abgestossen, wenn der Magnet in N_2, angezogen, wenn er sich in N_3 befindet. Würde der Magnetstab in umgekehrter Richtung dem aufgehängten Drath genähert, so dass sein Südpol nach hinten gerichtet ist, so würde an Stelle der Anziehung eine Abstossung eintreten, und umgekehrt.

Fig. 71.



Sehr bequem lassen sich diese Erscheinungen mit de la Rive's schwimmenden Strömen (§. 47) nachweisen.

In ähnlicher Weise beobachtete Davy[1]), dass Platindräthe, welche auf einer Messerschneide balancirt waren und durch die ein Strom geleitet wurde, beim Annähern eines Magnetes sich bewegten.

V. Vergleichung des Verhaltens der Magnete und Solenoide.

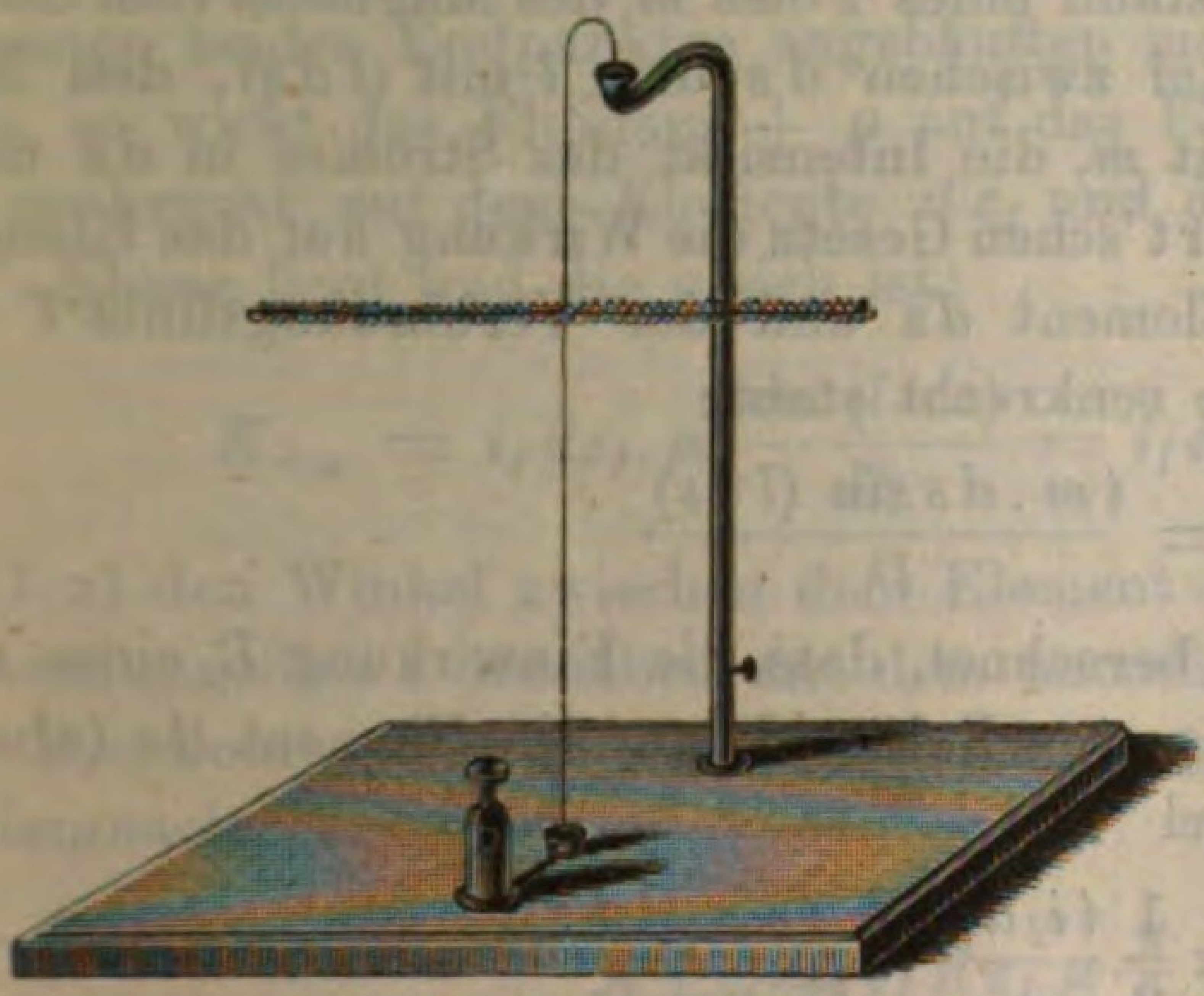
95 Wir haben nun zu zeigen, dass die Wirkungen eines Magnetes auf ein Stromelement, sowie die Wirkung zweier Magnete auf einander sich auf die Annahme von Molekularströmen in ihnen zurückführen lassen, die ihre Axe umkreisen. Wir werden diesen Nachweis führen, indem wir den Magnet als linear betrachten und somit seine Wirkungen nach aussen mit denen eines Solenoides parallelisiren. Dickere Magnetstäbe können wir immer als Bündel linearer Stäbe oder einzelner Solenoide ansehen.

Zuerst kann man die so eben ausgesprochene Analogie durch das Experiment begründen, indem man annähernd ein Solenoid darzustellen versucht [2]). Man windet eine gerade Drathspirale, Fig. 72, von übersponnenem Kupferdrath, und leitet die Enden ihres Drathes durch ihre Axe bis zu ihrer Mitte zurück; führt sie sodann nach oben und unten und versieht sie mit Stahlspitzen, welche in Quecksilbernäpfchen eingehängt werden. Leitet man durch diese Spirale einen Strom,

[1]) Davy, Phil. Trans. 1821, p. 17.* — [2]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 172. 1820;* théorie p. 323 u. flgde.

so kann man bei der Kleinheit ihrer Windungen jedes Element des Stromes in den letzteren in zwei Elemente zerlegen, von denen das eine in die Richtung der Axe der Spirale fällt, das andere auf derselben vertical steht. Die Wirkung der Ströme in den ersteren Componenten nach aussen heben sich mit den Wirkungen des Stromes in den durch die Axe der Spirale gezogenen Dräthen auf. Die anderen Componenten stellen vereint kleine Kreisströme dar, welche um die Axe der Spirale in Ebenen kreisen, die gegen dieselbe vertical sind, und somit ein Solenoid bilden, so weit wir ihre Ausdehnung als sehr klein betrachten können. Würde man die Dräthe von den Enden der Spirale aus sogleich nach aussen hin in Quecksilbernäpfchen leiten, so würden sich jene der Axe parallelen Componenten nicht aufheben, und einen geradlinigen Strom in der Richtung der Axe der Spirale darstellen, auf den genäherte Magnete u. s. f. noch besonders einwirkten.

Fig. 72.



Nähert man den Enden dieses Solenoides den Nord- oder Südpol eines Magnetes, so werden dieselben angezogen oder abgestossen, je nachdem die supponirten Molekularströme im Magnet den Strömen im Solenoid gleich- oder entgegengerichtet sind. Es verhält sich hierbei wiederum das Ende des Solenoides wie ein Nordpol eines Magnetes, welches zur Linken eines Beobachters liegt, der in den Windungen desselben mit dem positiven Strome fortschwimmt und die Axe des Solenoides betrachtet.

Man kann auch bei diesen Versuchen das Solenoid nach Art der schwimmenden Ströme von de la Rive (§. 47) auf einem Kork befestigen, die Enden desselben durch letzteren leiten, unterhalb an dieselben eine Zink- und eine Kupferplatte löthen, und so den Kork auf saurem Wasser schwimmen lassen. Man bedarf dann keiner besonderen Säule.

Die Wirkung des Solenoides auf eine über demselben aufgehängte Magnetnadel ist nur gering, da bei der geringen Weite der Windungen die Wirkungen der einander diametral gegenüberstehenden Theile derselben sich nahezu aufheben.

Noch deutlicher und vollständiger ergiebt sich die Analogie zwischen den Magneten und Solenoiden aus den folgenden mathematischen Betrachtungen: 96

Wir wollen zuerst die Wirkung eines Magnetpoles auf ein Stromelement mit der eines einseitig begränzten Solenoids auf dasselbe vergleichen.

Bezeichnet man den Abstand eines Poles m des Magnetes vom Stromelement ds mit l, den Winkel zwischen ds und l mit $(l\,ds)$, den Magnetismus des Magnetpoles mit m, die Intensität des Stromes in ds mit i, so ist nach dem Biot-Savart'schen Gesetz die Wirkung auf das Element, welche auf der durch das Element ds und der Verbindungslinie l desselben mit m gelegten Ebene senkrecht steht:

$$W = \frac{im\,.\,ds \sin(l\,ds)}{l^2}.$$

Wir haben schon §. 34 berechnet, dass die Einwirkung R eines nach einer Seite unendlich verlängerten Solenoids auf ein Element ds (absolut genommen) durch die Formel

$$R = \frac{1}{2}\,\frac{ii_I ds\,.\,\lambda\,\alpha \sin(l\,ds)}{l^2}$$

dargestellt wird, wo l der Abstand des Elementes ds von dem ihm zunächst liegenden Ende des Solenoids, i und i_I die Intensitäten der Ströme im Element und dem Solenoid, λ der Flächenraum jedes geschlossenen Stromes des Solenoids, α die Zahl dieser Ströme auf der Längeneinheit des Solenoids ist, und R auf der durch l und ds gelegten Ebene senkrecht steht.

Die Werthe R und W werden identisch, wenn

$$m = \frac{1}{2}\,i_I\,\lambda\,\alpha$$

ist. — Wir können also auch hier die Wechselwirkung zwischen einem Magnetpol und einem Elemente durch die Wirkung eines einseitig unendlich verlängerten Solenoids auf das Element darstellen.

97 Wir wollen nun die Wirkung eines unendlich kleinen Magnetes mit der eines unendlich kleinen geschlossenen Stromes auf ein Element eines zweiten Stromes vergleichen.

Das Element liege in dem Anfangspunkte der Coordinaten, und falle mit der Z-Axe zusammen; seine Länge sei dz_I, die Intensität des dasselbe durchfliessenden Stromes sei i_I, die Coordinaten des Schwerpunktes des kleinen geschlossenen Stromes seien x, y, z, seine Intensität i, der von ihm umkreiste Flächenraum λ, sein Abstand vom Element dz_I gleicht l. Dann sind nach §. 32 die Componenten der Wirkung desselben auf das Element dz_I, da $dx_I = dy_I = 0$:

$$X = +\frac{1}{2}\,i\,i_I\lambda\,\frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq}\,dz_I,\quad Y = -\frac{1}{2}\,i\,i_I\lambda\,\frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq}\,dz_I,\quad Z = 0.$$

wo dq die Länge eines unendlich kleinen auf die Ebene des Stromes λ

errichteten Lothes ist, welches das Differential des Abstandes derselben vom Coordinatenanfangspunkt darstellt.

Denken wir uns nun einen kleinen Magnet, dessen Axe auf der Ebene des kleinen Stromes λ senkrecht steht, dessen Länge ε ist; es seien die an seinen beiden Endpunkten angehäuften magnetischen Fluida $+ \mu$ und $- \mu$, so wirkt das Fluidum $+ \mu$ auf das Element $d z_I$ mit einer Kraft, die senkrecht auf dem Elemente $d z_I$ und der Linie l steht, also in der XY-Ebene liegt und die gleich ist:

$$K_{+\mu} = i_I dz_I . \mu \frac{\sin (l . z)}{l^2} = i_I dz_I \mu \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{l^3},$$

wo $(l.z)$ den Winkel zwischen dem Element dz_I oder der Z-Axe und der Verbindungslinie l desselben mit dem unendlich kleinen Magnet bedeutet.

Die Componente dieser Kraft, welche mit der X-Axe zusammenfällt, ist demnach

$$X_{+\mu} = i_I \, d z_I \, \mu \frac{y}{l^3}.$$

Um die Wirkung des zweiten Poles des Magnetes nach der Richtung der X-Axe zu erhalten, müssen wir berücksichtigen, dass der Werth $\frac{y}{l^3}$ sich ändert, wenn wir auf der Axe des Magnetes, welche mit der Richtung des Lothes q zusammenfällt, vom ersten zum zweiten Pol um die Länge ε fortschreiten. Wir müssen daher $\frac{y}{l^3}$ als Function von q betrachten und den betreffenden Werth der Function für $q + \varepsilon$ entwickeln. Dann erhalten wir mit Vernachlässigung der Glieder, welche die höheren Potenzen des kleinen Werthes ε enthalten,

$$f(q + \varepsilon) = f(q) + \varepsilon \frac{df(q)}{dq} = \frac{y}{l^3} + \varepsilon \frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq}.$$

Demnach ist die X-Componente der Wirkung dieses zweiten Poles

$$X_{-\mu} = - i_I \, d z_I \, \mu \left(\frac{y}{l^3} + \varepsilon \frac{\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dy} \right)$$

und die gemeinsame Wirkung beider Pole

$$X_{\pm \mu} = - i_I d z_I \mu \varepsilon . \frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq} = - \frac{i_I d z_I \mu \varepsilon}{l^3} \left(\frac{dy}{dq} - \frac{3y}{l} \frac{dl}{dq} \right).$$

Ebenso ist die Y-Componente dieser Wirkung

$$Y_{\pm \mu} = + i_I d z_I \mu \varepsilon \cdot \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq} = + \frac{i_I d z_I \mu \varepsilon}{l^3} \left(\frac{dx}{dq} - \frac{3x}{l} \frac{dl}{dq} \right).$$

Es ist ersichtlich, dass diese Werthe völlig mit den Componenten der Wirkung des kleinen geschlossenen Stromes auf das Element $dz_{\prime}$ zusammenfallen, wenn (bei Umkehrung des Magnetes)

$$\frac{1}{2} i_{\prime} \lambda = \mu \varepsilon$$

ist.

Wir können die Länge des kleinen Magnetes ε beliebig wählen, müssen dafür aber den Werth μ so abändern, dass das Product $\mu \varepsilon$, das „Moment des Magnetes" constant bleibt. Von diesem allein ist seine Wirkung auf das Stromelement abhängig.

Da man nun jedes Stromelement eines kleinen geschlossenen Stromes, mithin ihn selbst in seiner Wirkung auf ein anderes Stromelement durch seine Projectionen auf drei den Coordinatenebenen parallele, durch seine Mitte gelegte Ebenen ersetzen kann, so können wir auch die Wirkungen des den geschlossenen Strom ersetzenden, auf seiner Ebene verticalen kleinen Magnetes durch drei Magnete von gleichem Magnetismus wie jener ersetzen, deren Längen aber die Projectionen desselben auf drei durch denselben gelegte, den Coordinatenaxen parallele Linien sind.

98 Nach dieser Betrachtung können wir die oben gegebenen Formeln noch umändern. Wir wollen dabei annehmen, der Mittelpunkt M des auf das im Coordinatenanfangspunkt befindliche Element $dz_{\prime}$ wirkenden Magnetes NS falle in die YZ-Ebene.

Die Wirkungen der Projectionen des Magnetes NS auf die durch M parallel den Axen gelegten Linien stehen stets vertical auf der durch ihre Pole und $dz_{\prime}$ gelegten Ebene, sind also der XY-Ebene parallel. Wir können so aus den Formeln des §. 97 die Componenten dieser Wirkungen nach der X- und Y-Axe berechnen.

Für die auf der YZ-Ebene senkrecht stehende Projection des Magnetes ist $dq = dx$, $dy = 0$, $dl = 0$, $x = 0$, also

$$X = 0, \qquad Y = \frac{i_{\prime} dz_{\prime} \mu \varepsilon}{l^3}.$$

(Vergleiche die analoge Formel (§. 30) für die Einwirkung eines kleinen geschlossenen Stromes auf ein in seiner Ebene liegendes Element.)

Für die Projection des Magnetes, welche mit der Y-Axe parallel ist, also auf der Richtung des Elementes $dz_{\prime}$ vertical steht, ist $dq = dy$, $dx = 0$. Bezeichnen wir nun den Winkel, den die Verbindungslinie von $dz_{\prime}$ mit der Axe des Magnetes macht, mit ψ, so ist $\frac{dl}{dq} = \cos\psi$; $\frac{y}{l} = \cos\psi$, also

$$X = -\frac{i_{\prime} dz_{\prime} \mu \varepsilon}{l^3}(1 - 3\cos^2\psi), \qquad Y = 0.$$

Für die der Z-Axe parallele, d. i. dem Element dz_1 gleichgerichtete

Projection ist $dq = dz_I$, $dx = 0$, $dy = 0$, $x = 0$. Nennen wir hier den Winkel zwischen der Linie $dz_I M$ und der Axe des Magnetes ψ_I, so ist

$\frac{dl}{dq} = \cos\psi_I$, $\frac{y}{l} = \sin\psi_I$, also

$$X = + \frac{3\, i_I dz_I \mu\varepsilon}{l^3} (\cos\psi_I \sin\psi_I) = + \frac{3\, i_I dz_I \mu\varepsilon}{2\, l^3} (\sin 2\psi_I), \quad Y = 0\ ^{1)}.$$

Für die Wirkungen eines kleinen geschlossenen Stromes auf ein Stromelement erhalten wir selbstverständlich dieselben Formeln, wenn wir den Winkel, welchen die Verbindungslinie des Elementes mit dem Schwerpunkt des Stromes mit dem auf der Ebene des Stromes in diesem Punkt errichteten Loth bildet, wiederum mit ψ bezeichnen, und in obigen Formeln den Werth $\mu\varepsilon$ durch $\frac{1}{2} i_I \lambda$ ersetzen, wo λ der Flächenraum, i_I die Intensität des geschlossenen Stromes ist.

Ferner wollen wir die Wirkung eines unendlich kleinen geschlossenen Stromes von der Intensität i und dem Flächeninhalt λ auf einen Magnetpol vergleichen mit der eines auf dem geschlossenen Strom senkrecht stehenden unendlich kleinen Magnetes auf den Magnetpol. 99

Da wir §. 96 gesehen haben, dass wir für die Wechselwirkung eines Magnetpols und eines Stromelementes den Magnetpol durch ein nach einer Seite unendlich verlängertes Solenoid ersetzen können, so wird dasselbe geschehen können, wenn jenes Stromelement einem kleinen geschlossenen Strom angehört.

Sind die Coordinaten des dem Magnetpol entsprechenden Endes des Solenoids, $x_1\, y_1\, z_1$, die des kleinen Stromes $x^1\, y^1\, z^1$, ist die Intensität der Ströme des Solenoids i_1, der Flächenraum derselben λ_1, ihre Zahl auf der Längeneinheit des Solenoids α, der Abstand der Punkte $x_1\, y_1\, z_1$ und $x^1\, y^1\, z^1$ gleich l, so haben wir §. 35 die X-Componente der Wechselwirkung des Stromes und Solenoids erhalten:

$$(X) = -\frac{1}{2}\, i i_1\, \lambda_I \alpha \frac{d\left(\frac{x_I - x^1}{l^3}\right)}{dq},$$

wo q das vom Anfangspunkte der Coordinaten auf die Ebene des kleinen Stromes gefällte Loth ist.

Hat der kleine auf dem geschlossenen Strom senkrecht stehende Magnet die Länge ε, ist der Magnetismus desselben $\pm\mu$, der des Magnetpoles, welchen das Solenoid ersetzt, gleich m, so finden wir ganz analog wie in den vorigen Paragraphen die X-Componente der Wechselwirkung beider:

1) Vergl. eine andere Ableitung von Weber, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 28. 1849.*

$$(X) = -m\mu\varepsilon \frac{d\left(\frac{x_1 - x^1}{l^3}\right)}{dq}.$$

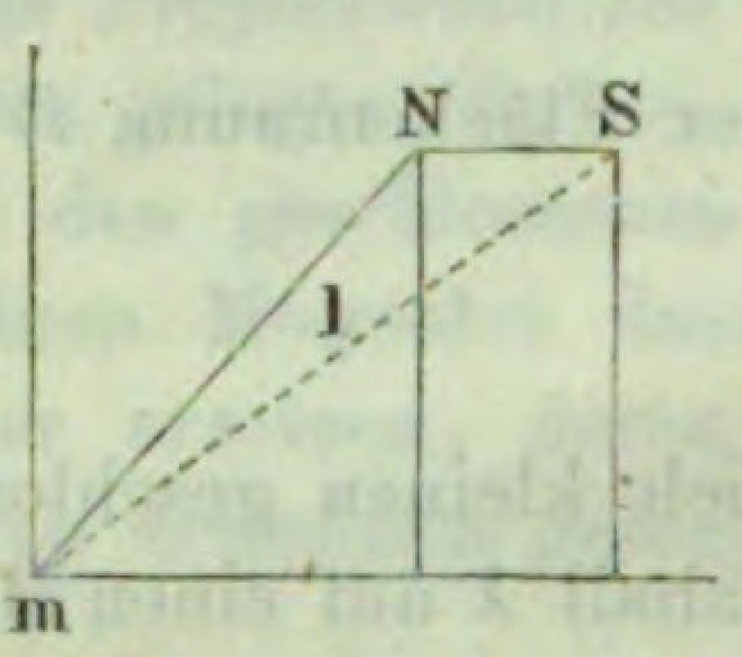
Auch hier können wir also die Wirkung des kleinen Stromes auf den Magnetpol m durch die eines unendlich kleinen Magnetes ersetzen, wenn für letzteren:

$$\mu\varepsilon = \frac{1}{2}\, i_1 \lambda$$

ist. Auch hier ist die Wirkung des den geschlossenen Strom ersetzenden Magnetes nur von seinem Moment $\mu\varepsilon$ abhängig.

100 Aus dieser Formel leitet sich noch folgender Ausdruck für die Wirkung eines kleinen Magnetes NS (Fig. 73) vom Moment $\mu\varepsilon$ auf einen Magnetpol m ab. Der letztere falle mit dem Anfangspunkt der Coordinaten zusammen. Dann sind $x_1\, y_1\, z_1 = 0$. Der kleine Magnet liege in der XY-Ebene, seine Axe sei der X-Axe parallel. Dann sei der Winkel zwischen der Verbindungslinie des einen Pols S des Magnets mit dem Magnetpol und der Axe NS des Magnetes $\angle mSN = \psi$, so ist:

Fig. 73.



$$dq = dx,\ \ dy = 0,\ \ dl = dq . \cos\psi.$$

Die Componenten der Wirkung werden also:

$$X = m\mu\varepsilon \frac{d\left(\frac{x}{l^3}\right)}{dq} = \frac{m\mu\varepsilon}{l^3}\left(\frac{dx}{dq} - \frac{3x}{l}\frac{dl}{dq}\right) = \frac{m\mu\varepsilon}{l^3}(1 - 3\cos^2\psi).$$

$$Y = m\mu\varepsilon \frac{d\left(\frac{y}{l^3}\right)}{dq} = \frac{m\mu\varepsilon}{l^3}\left(\frac{dy}{dq} - \frac{3y}{l}\frac{dl}{dq}\right) = 3\,\frac{m\mu\varepsilon}{l^3}\sin\psi\cos\psi.$$

also die Resultante:

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2} = \frac{1}{l^3}\, m\mu\varepsilon \sqrt{1 + 3\cos^2\psi}.$$

Für die Wirkung des kleinen geschlossenen Stromes auf den Magnetpol m erhält man auf dieselbe Weise:

$$R = -\frac{i_1\lambda m}{2l^3}\sqrt{1 + 3\cos^2\psi}.$$

101 Denselben Satz hat W. Weber [1]) auch aus einem für viele Anwendungen wichtigen Lehrsatz von Gauss [2]) abgeleitet:

In A (Fig. 74) liege ein kleiner Magnet ns von der Länge ε, dessen Magnetismus an beiden Polen $\pm\mu$ betrage. Sein magnetisches Moment ist also $M = \varepsilon\mu$. In C befinde sich in grösserer Entfernung von ns der Magnetpol m. Errichtet man auf AC in C das Loth CB, verlängert ns

[1]) W. Weber, Pogg. Ann. Bd. LV, S. 33;* Elektrodyn. Maassbest. I, S. 53.* — [2]) Gauss, Resultate des magn. Vereins. 1837, S. 23* und 1840, S. 26.*

bis B und theilt AB in D, so dass $AD = \frac{1}{3}\, AB$ ist, so ist CD die Richtung der von ns auf C ausgeübten Kraft, und die Grösse derselben: $\frac{CD}{AD} \cdot \frac{M}{AC^3}$. Dieselbe ist von C nach D gerichtet, wenn die Pole C und s gleichnamig, entgegengesetzt von D nach C gerichtet, wenn sie ungleichnamig sind.

Es sei AC der X-, CB der Y-Axe parallel, so ist die X- und Y-Componente der Wirkung von ns auf C:

$$X = -\frac{m\mu}{Cn^2} \cos ACn + \frac{m\mu}{Cs^2} \cos ACs,$$

$$Y = \frac{m\mu}{Cn^2} \sin ACn + \frac{m\mu}{Cs^2} \sin ACs.$$

Wegen der Kleinheit der Winkel ACn und ACs können wir: $\cos ACn = \cos ACs = 1$, $\sin ACn = \sin ACs = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{AC} \frac{CB}{AB}$ setzen.

Ferner ist zu setzen: $\frac{1}{Cs^2} - \frac{1}{Cn^2} = \frac{\varepsilon}{AB}\left(\frac{1}{Cs^2} + \frac{1}{CN^2}\right) = \frac{2\varepsilon}{AB \cdot AC^2}$,

also
$$X = \frac{2\,Mm}{AB \cdot AC^2} \qquad Y = \frac{CB}{AB} \frac{Mm}{AC^3},$$

daher die Resultante:

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2} = \frac{Mm}{AB \cdot AC^3} \sqrt[2]{4\,AC^2 + BC^2}.$$

Verlängert man CA bis E, so dass $AE = AC$ und zieht BF parallel CD, so ist $BE = \sqrt{CE^2 + CB^2} = \sqrt{4\,AC^2 + BC^2}$. — Dann ist: $\triangle BCE \cong BCF$, also $BE = BF = 3\,CD$, und $AB = 3\,AD$, also

$$R = \frac{CD}{AD} \frac{Mm}{AC^3} \text{ w. z. b. w.}$$

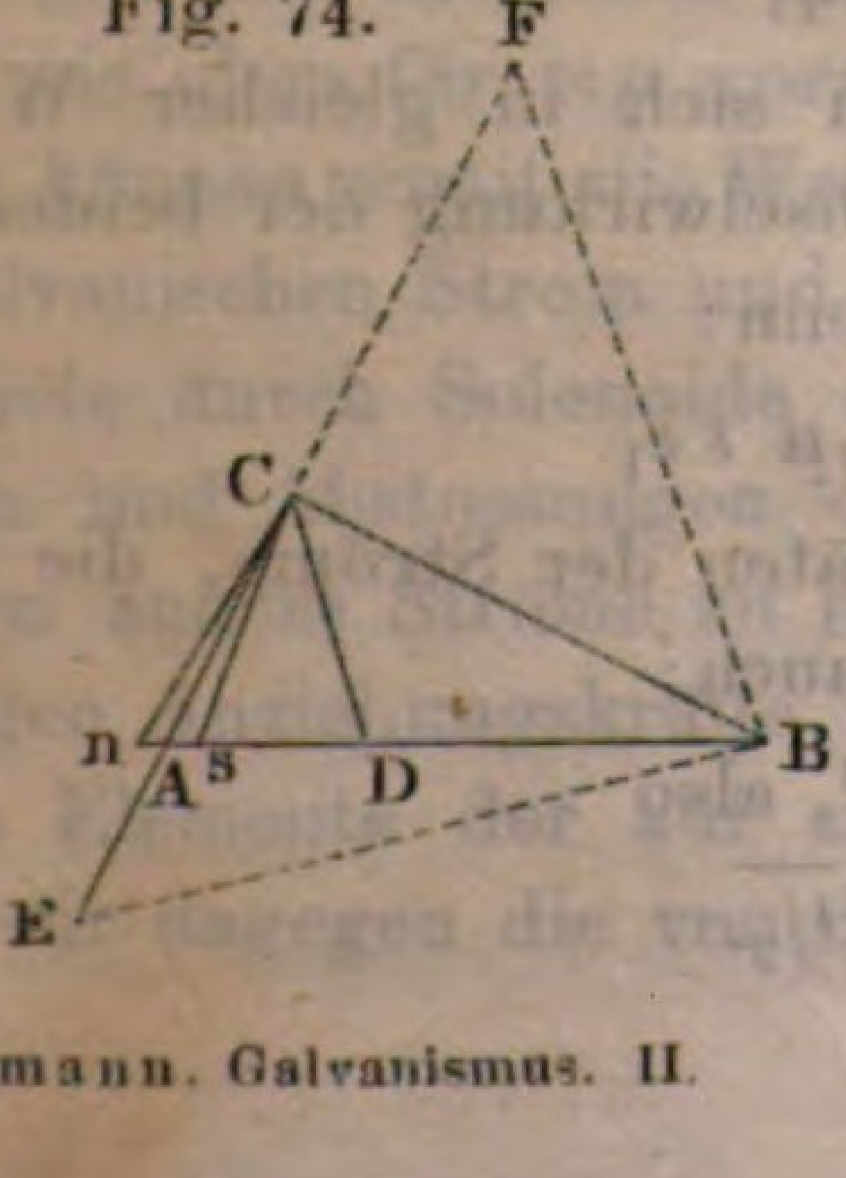
Setzt man $AC = l$, $\angle sAC = \psi$, und beachtet, dass in $\triangle DAC$: $AC = AB \cos DAC = 3\,AD \cos\psi$ und zugleich $CD^2 = AC^2 + AD^2 - 2\,AC \cdot AD \cos\psi = AD^2\,(1 + 3\cos^2\psi)$ ist, so folgt:

$$R = \frac{Mm}{l^3} \sqrt{(1 + 3\cos^2\psi)} \text{ wie oben.}$$

Bildet man die Ausdrücke $\frac{X}{R}$ und $\frac{Y}{R}$, so ergiebt sich, dass auch die Richtung der Resultante R mit CD zusammenfällt.

Aus diesem Satze folgt unter Anderen: Ist C der Pol einer Magnetnadel, die sich unter Einfluss des Erdmagnetismus in den mit CD zusammenfallenden magnetischen Meridian einstellt, und soll ein horizontaler entfernter in A liegender Magnet ns, dessen Axe auf dem Meridian senkrecht steht, das Azimuth derselben nicht ändern, so muss die Resultante der Wirkungen von ns auf C mit CD zusammenfallen. — In diesem Fall ist

Fig. 74.



in der Figur $\angle ADC = 90^0$, also $tg\, ACD = \frac{AD}{DC} = \frac{AD}{\sqrt{AD.DB}} = \sqrt{1/_2}$.
Die Verbindungslinie AC der Nadel mit dem Magnet muss also mit dem Meridian einen Winkel $ACD = 35^0\,16'$ machen. — Die Directionskraft der Magnetnadel in C ändert sich dadurch um $\frac{m\mu}{AC^3}\sqrt{2}$, wo m und μ die Momente der beiden Magnete sind.

102 Die X-Componente der Wirkung zweier kleiner geschlossener Ströme von den Intensitäten i und i_1 und den Flächenräumen λ und λ_1, deren Coordinaten xyz, $x_1y_1z_1$ sind, haben wir §. 33 gefunden:

$$X = -\frac{1}{2}\, i i_1\, \lambda\lambda_1 \frac{d^2\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{dq\,dq_1};$$

wo wiederum dq und dq_1 die kleinen auf den Stromebenen errichteten Lothe sind, welche die Differentiale ihrer Abstände vom Coordinatenanfangspunkt darstellen.

Sind die kleinen Ströme durch zwei Magnete von der Länge ε und ε_I, den Magnetismen $\pm\mu$ und $\pm\mu_1$ ersetzt, deren Axen auf ihnen senkrecht stehen, so ist nach §. 99 die X-Componente der Wirkung des einen derselben auf den einen Pol $+\mu_I$ des anderen dargestellt durch:

$$X_{+\mu_1} = -\mu_I\mu\varepsilon \frac{d\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{dq}.$$

Wollen wir dieselbe Wirkung für den anderen Pol $-\mu_I$ des Magneten berechnen, so müssen wir X als Function des Werthes q_I betrachten, und den betreffenden Werth für $q_I + \varepsilon_1$ entwickeln. Dann ist:

$$X_{-\mu_1} = +\mu_I\mu\varepsilon\left[\frac{d\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{dq} + \varepsilon_1 \frac{d^2\left(\frac{(x_1 - x)}{l^3}\right)}{dq\,dq_1}\right]$$

also die gemeinsame Wirkung beider Pole:

$$X_{\pm\mu_1} = \mu\mu_I\varepsilon\varepsilon_1 \frac{d^2\left(\frac{x_1 - x}{l^3}\right)}{dq\,dq_1} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Die Y- und Z-Componenten würden sich in gleicher Weise entwickeln. — Die Ausdrücke für die Wechselwirkung der beiden kleinen Ströme und Magnete werden identisch, wenn:

$$1/_2\, i i_1\, \lambda\lambda_1 = \mu_I\mu\,\varepsilon\varepsilon_1$$

ist. Sind die Flächenräume und Intensitäten der Ströme, die Momente $\mu\varepsilon$ und $\mu_1\varepsilon_1$ der Magnete gleich, so ist auch:

$$1/_2\, i^2\lambda^2 = \mu^2\varepsilon^2, \text{ also}$$

$$\mu\varepsilon = i\lambda\sqrt{1/_2}.$$

Zum Schluss vergleichen wir auch noch die Wirkung zweier Magnetpole 103
auf einander mit der zweier nach einer Seite unendlich verlängerter Solenoide auf einander, deren Endpunkte dieselbe Lage haben wie die Pole der Magnete.

Es zogen sich nach §. 36 die in der Endlichkeit liegenden Enden der Solenoide mit einer Kraft an, welche dem Quadrat ihrer Entfernung umgekehrt entsprach, und dem Product der Flächenräume λ^1 und λ_1 der Molekularströme sowie dem Product der Intensitäten i^1 und i_1 derselben und dem Product ihrer Anzahl α^1 und α_1 auf der Längeneinheit des Solenoides direct proportional war. So ergab sich absolut genommen:

$$R = \tfrac{1}{2}\, i_1\, i^1\, \lambda_1\, \lambda^1\, \alpha_1\, \alpha^1\, \frac{1}{l^2}\,.$$

Die Wirkung zweier Magnetpole auf einander, die die magnetischen Fluida m und μ enthalten, und in der Entfernung l von einander sich befinden, ist aber nach §. 80:

$$= \frac{m\mu}{l^2}\,.$$

Dieser Werth wird mit dem oben gegebenen theoretisch gefundenen Resultat identisch, wenn man:

$$m\mu = \tfrac{1}{2}\, i_1\, i^1\, \lambda_1\, \lambda^1\, \alpha_1\, \alpha^1 \text{ setzt.}$$

Ist $m = \mu$, so ist auch $i_1\, \lambda_1\, \alpha_1 = i^1 \lambda^1 \alpha^1$, also

$$m = \mu = i_1\, \lambda_1\, \alpha_1 \sqrt{\tfrac{1}{2}}\,.$$

Es lässt sich mithin das Gesetz der Einwirkung zweier Magnetpole auf einander auch unmittelbar aus der Annahme ableiten, dass die einzelnen Moleküle der Magnete von Molekularströmen umflossen sind.

Sind die beiden auf einander wirkenden Magnete begrenzt, und bezeichnet man die Coordinaten ihrer Pole so wie deren Abstände mit den Indices ^{1} und ^{0}, so setzt sich die X-Componente der Wirkung aus den gegenseitigen Anziehungen und Abstossungen der Pole $\pm m$ und $\pm \mu$ zusammen. Diese ist dann:

$$X = m\mu \left(\frac{x_1 - x^1}{l_1^{1\,3}} + \frac{x_0 - x^0}{l_0^{0\,3}} - \frac{x_1 - x^0}{l_1^{0\,3}} - \frac{x_0 - x^1}{l_0^{1\,3}} \right).$$

Auch diese Formel ist identisch mit der für die Wechselwirkung zweier begrenzter Solenoide erhaltenen Formel, wenn wir dieselbe Substitution wie oben für $m\mu$ vornehmen.

Wir können somit die Wechselwirkung zwischen zwei Magneten und einem galvanischen Strom und Magnet stets dadurch darstellen, dass wir die Magnete durch Solenoide ersetzen. So haben wir denn nur die Anziehungen und Abstossungen der Ströme der Solenoide gegen einander und gegen andere Ströme zu betrachten, welche Kräfte ganz analog wie die übrigen Anziehungskräfte in der Richtung der Verbindungslinie der einzelnen Elemente der auf einander wirkenden Ströme thätig sind. — Würden wir dagegen die von den Magneten ausgehenden Kräfte als ganz

besondere ansehen, so würde die Wechselwirkung zwischen denselben und den Stromelementen nach dem Biot-Savart'schen Gesetz senkrecht gegen die durch das Element und die Magnetpole gelegten Ebenen wirken. Man würde auf diese Weise ausser jenen Anziehungskräften noch neue Naturkräfte annehmen müssen, die ähnlich den Kräftepaaren wirkten. Es scheint aber natürlicher, nur Kräfte der ersten Art anzunehmen, wenn man durch diese alle Erscheinungen erklären kann.

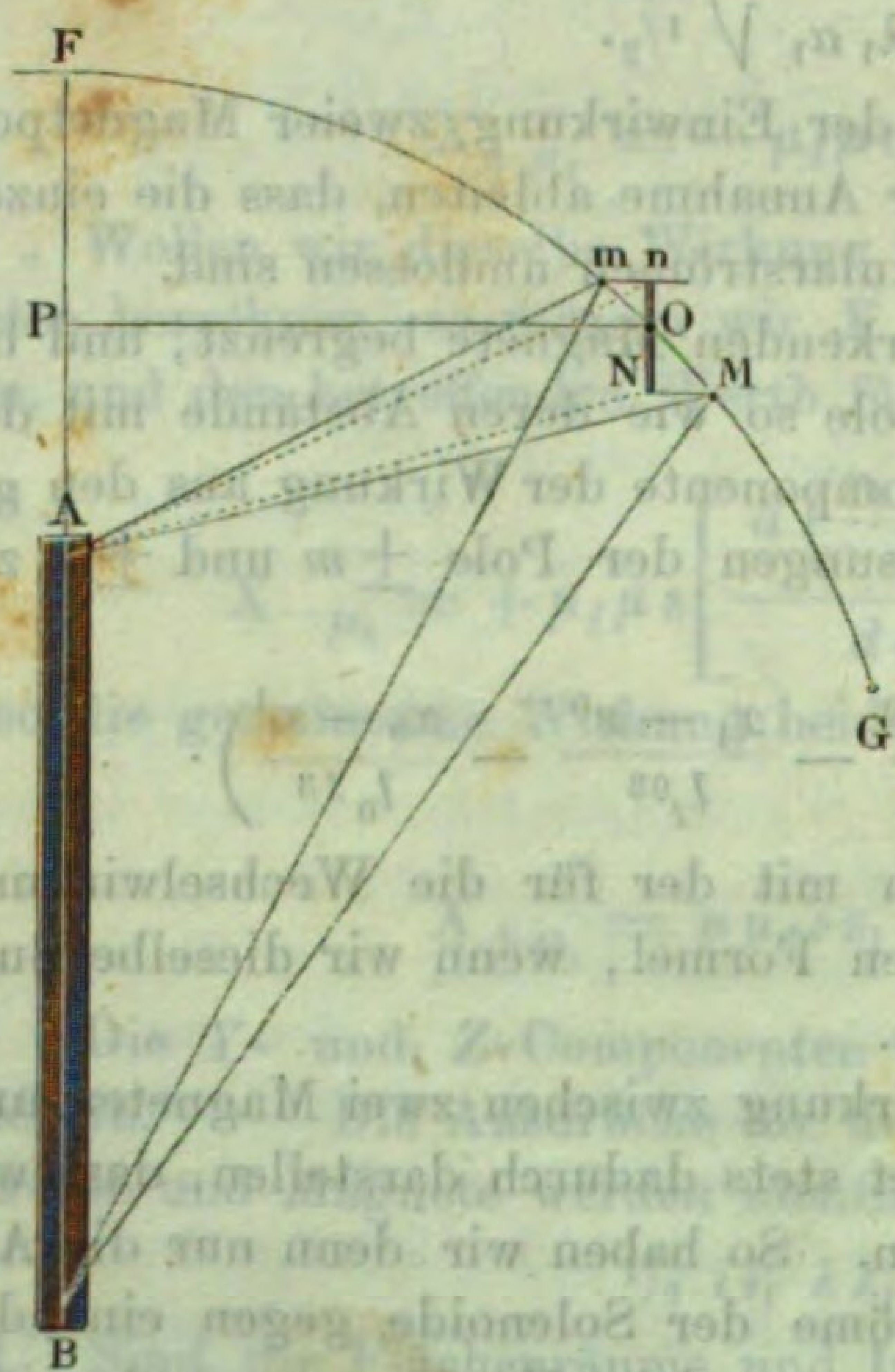
VI. Rotationen bei der Wechselwirkung von Strömen und Magneten.

A. Allgemeine Theorie der Rotationen.

104 Da wir nach dem Vorhergehenden jeden geschlossenen Strom bei seiner Wirkung auf die Elemente eines zweiten Stromes stets durch einen Magnet ersetzen können, da wir ferner eine Rotation eines Stromelementes durch einen geschlossenen Strom hervorbringen können, so wird es auch möglich sein, durch die Einwirkung eines Magnetes auf ein Stromelement eine Rotation des einen oder anderen herzustellen.

Wir werden zuerst die allgemeinen Gesetze dieser Rotationen betrachten und dann dieselben in einer Reihe von speciellen durch das Experiment geprüften Fällen darstellen, wobei wir zugleich die mehr elementaren, wenn auch nicht immer ganz ausreichenden Erklärungen derselben beifügen wollen.

Fig. 75.



Die Gesetze der Rotation eines Magnetes um ein Stromelement und umgekehrt können durch eine einfache Betrachtung aus dem Biot-Savart'schen Gesetze[1]) gefolgert werden.

Sind A und B (Fig. 75) die Pole eines Magnetstabes, ist mM ein Element des Stromes, so stehen die (in der Figur nicht gezeichneten) Resultanten OC und OD der Wirkungen von A und B auf Mm senkrecht auf den Ebenen AmM und BmM und wirken an dem Halbirungspunkt O des Elementes.

[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXVII, p. 113. 1828.*

Ist der Abstand des Elementes von A gleich r, der von B gleich r_I, sind die Winkel zwischen der Richtung des Elementes und seinen Verbindungslinien mit den Polen $\angle MmA = w$ $\angle MmB = w_I$, ist ferner der in A und B angehäufte Magnetismus des Magnetes $\pm \mu$, und die Länge des Elementes $mM = ds$, so ist:

$$OC = \frac{\mu\, ds \sin w}{r^2} \qquad OD = -\frac{\mu\, ds \sin w_I}{r_I^2}.$$

Die Flächen der Dreiecke AmM und BmM sind aber, wie sich leicht findet, gleich $\frac{r \sin w\, ds}{2}$ und $\frac{r_I \sin w_I\, ds}{2}$. Bezeichnet man die doppelten Flächen derselben mit dv und dv_I, so erhält man:

$$OC = \frac{\mu\, dv}{r^3} \qquad OD = -\frac{\mu\, dv_I}{r_I^3}.$$

Wollte man die gemeinsame Wirkung beider Kräfte nach einer gegen OC und OD um die Winkel ε und ε_I geneigten Linie OE bestimmen, so muss man die Wirkung OC mit $\cos \varepsilon$, OD mit $\cos \varepsilon_I$ multipliciren und beide Werthe addiren.

Bezeichnet man nun die doppelten Projectionen der Dreiecke AmM und BmM auf eine auf OE senkrechte Ebene mit du und du_I, so ist $\cos \varepsilon = \frac{du}{dv}$, $\cos \varepsilon_I = \frac{du_I}{dv_I}$, also die Wirkung in der Richtung OE:

$$OE = \mu \left(\frac{du}{r^3} - \frac{du_I}{r_I^3}\right).$$

Es stehe jetzt die Resultante OE auf der durch den Mittelpunkt des Elementes O und die Axe AB des Magnetes gelegten Ebene senkrecht. Dann ist die Projection des Dreiecks AmM auf die Ebene ABO durch Dreieck AnN dargestellt. Bezeichnet man den Winkel zwischen der Axe AB und der Projection An der Linie Am auf die Ebene ABO mit ϑ, so ist $\angle nAN = d\vartheta$ und das doppelte Dreieck $nAN = du = r^2 d\vartheta$. Also würde die durch die Wirkung des Poles A auf mM sich bildende Componente senkrecht gegen Ebene OAB gleich $\frac{\mu\, d\vartheta}{r}$ sein.

Wollen wir das in derselben Richtung auf das Element mM ausgeübte Drehungsmoment um die als feste Axe betrachtete Magnetaxe AB bestimmen, so ist der Werth mit dem Abstand von O von der letzteren, d. i. mit $OP = r \sin \vartheta$ zu multipliciren. Dann ist dies Drehungsmoment: $\mu \sin \vartheta\, d\vartheta$.

Ist in gleicher Weise der Winkel $ABN = \vartheta_I$, so ist das durch Pol B ausgeübte Drehungsmoment in derselben Richtung $-\mu \sin \vartheta_1\, d\vartheta_1$, also das ganze durch beide Pole dem Element mM ertheilte Drehungsmoment:

$$D = \mu\, (\sin \vartheta\, d\vartheta - \sin \vartheta_1\, d\vartheta_1).$$

Ersetzt man den Magnet durch ein Solenoid, so ist ersichtlich, dass nur dann eine Rotation eintreten kann, wenn dabei das Element ds seine relative Lage gegen die einzelnen Punkte der Peripherie der Kreis-

ströme desselben ändert. Ist daher Mm mit AB fest verbunden, so tritt keine Rotation beider um einander ein, wie man nach der directen Anwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes vermuthen könnte. Sind beide getrennt, so kann je nach der Lage der Rotationsaxe das Element um den Magnet, dieser um jenes oder auch der Magnet um seine eigene Axe rotiren.

Gehört mM einem vom Strom durchflossenen Bogen FG an, für dessen Enden die Werthe der Winkel ϑ und ϑ_1 sich in φ und φ_1, γ und γ_1 verwandeln, so ist bei der Integration von D das Drehungsmoment für diesen Bogen:

$$\triangle = \mu\, [(\cos\varphi - \cos\gamma) - (\cos\varphi_1 - \cos\gamma_1)].$$

Da das Drehungsmoment nur von den Winkeln abhängt, welche die Verbindungslinien der Endpunkte des Bogens FG mit den Magnetpolen mit der Axe des Magnets machen, so ist dasselbe von der Gestalt des zwischen den Punkten F und G befindlichen Bogens ganz unabhängig.

Wäre der Bogen in sich geschlossen, so wäre $\varphi = \gamma$ und $\varphi_1 = \gamma_1$ oder, wenn der Magnet im Inneren des Stromkreises sich befände, $\gamma = 2\pi + \varphi$ und $\gamma_1 = 2\pi + \varphi_1$, also $\triangle = 0$:

Ein in sich geschlossener unveränderlicher Stromkreis kann also nie durch einen Magnet, oder umgekehrt der Magnet durch einen solchen Stromkreis in Rotation versetzt werden.

Nehmen wir den Magnet unendlich kurz, so können wir an seine Stelle einen unendlich kleinen geschlossenen Strom setzen. Da wir aber jeden geschlossenen Strom aus solchen kleinen Strömen zusammensetzen können, so wird auch durch die Wechselwirkung zweier geschlossener Ströme nie eine Rotation des einen oder anderen derselben eintreten können.

Da nun ein galvanischer Strom nur in einem geschlossenen Stromkreise entstehen kann, so würde auf diese Weise niemals eine Rotation eines Stromes um einen Magnet oder eines Magnets um einen Stromesleiter stattfinden können, wenn man nicht einen Theil der Strombahn unveränderlich mit dem Magnet verbindet und ihre Verbindung mit den übrigen Theilen der Leitung durch Quecksilberrinnen und Quecksilbernäpfe, oder Federn herstellt, welche gegen die Peripherie von Metallplatten schleifen u. s. f.

Dann ist die drehende Wechselwirkung des mit dem Magnet fest verbundenen Theils der Stromesbahn und des Magnets selbst Null und es bleibt nur die Wirkung der nicht fest mit dem Magnet verbundenen Theile des Stromes.

105 Liegt der eine Endpunkt F des beweglichen Stromtheils in der Axe des senkrecht gestellten Magnets, wie z. B. in Fig. 75, der andere G ausser der Axe, so ist $\angle\, \varphi = \varphi_1 = 0$, also bleibt das Drehungsmoment, welches der Magnet auf denselben ausübt,

$$\Delta = -\mu\,(\cos\gamma - \cos\gamma_1).$$

Rückt der Endpunkt G des Leiters FG allmälig bei gleichem Abstande von der Axe des Magnets weiter herunter, so wächst die Differenz der beiden Cosinus, bis der Endpunkt G in die Horizontalebene des Poles A fällt und $\angle\,\gamma = 90^0$ und $\cos\gamma = 0$ wird. Dann ist das Drehungsmoment, wenn in dieser Lage $\angle\,\gamma_1 = \gamma_{1a}$ ist,

$$\Delta_a = +\,\mu\,\cos\gamma_{1a}.$$

Sinkt der Punkt G noch weiter herab, so wird $\angle\,\gamma > 90^0$, also $\cos\gamma$ negativ. Wenn G sich auf halber Höhe zwischen den Polen A und B befindet, so ist dann $\cos\gamma = -\cos\gamma_1$, also, wenn der Werth von γ jetzt γ_m ist,

$$\Delta_m = 2\,\mu\,\cos\gamma_m.$$

Dies ist der Maximumwerth des Drehungsmomentes. Sinkt G noch weiter bis auf die Höhe von Pol B herab, so ist $\angle\,\gamma_1 = 90^0$ und $\cos\gamma_1 = 0$; dagegen ist $\angle\,\gamma = 180^0 - \gamma_{1a}$, also das Drehungsmoment

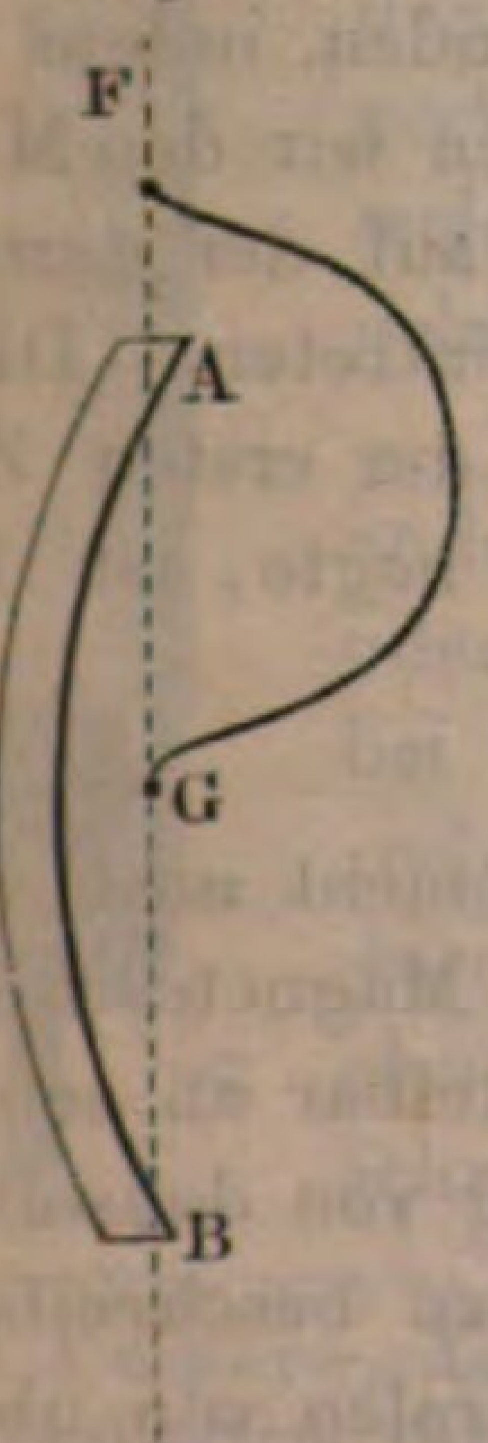
$$\Delta_b = +\,\mu\,\cos\gamma_{1a}.$$

Das Drehungsmoment ist also dasselbe, wie wenn der Punkt G im gleichen Niveau mit dem anderen Pol A sich befindet. Bei weiterem Hinabrücken von Punkt G vermindert sich dann das Drehungsmoment immer mehr.

Das auf den Magnet von dem Stromtheile FG ausgeübte Drehungsmoment ist in allen Fällen durch $-\Delta$ dargestellt.

Liegen die Endpunkte F und G beide in der Axe des Magnetes, z. B. der eine F über Pol A, der andere G unter Pol B, so ist $\varphi = \varphi_1 = 0$ und $\gamma = \gamma_1 = 180^0$, also $\Delta = 0$. Liegen beide über dem Pol A, so ist $\varphi = \varphi_1 = \gamma = \gamma_1 = 0$ und wiederum $\Delta = 0$. In diesen Fällen ist also keine Drehung des beweglichen Stromtheiles und Magnetes möglich.

Fig. 76.



Endlich kann der eine Endpunkt F des beweglichen Theils der Stromesbahn über dem Pole A, der andere G zwischen den Polen A und B liegen. Dies ist nur möglich, wenn der Magnet wie in Fig. 76 gebogen ist. In diesem Falle ist $\varphi = \varphi_1 = 0$, $\gamma = 180^0$, $\gamma_1 = 0$, also $\Delta = 2\,\mu$. Es dreht sich daher der Leiter GF, bis er an den Magnet anschlägt. — Er wird dann durch die Masse des letzteren an weiterer Rotation gehindert. Indess könnte er auch, selbst wenn er die Masse des Magnetes durchbrechen könnte, seine Rotation nicht perpetuirlich fortsetzen. Denn denken wir uns den Magnet aus Molekularmagneten zusammengesetzt, deren Axen der Axe des Magnetes parallel sind, welche gleich stark magnetisch sind und in sehr geringen Abständen von einander

sich befinden, so werden für jede grössere Entfernung die Wirkungen der neben einander liegenden entgegengesezten Pole zweier benachbarter Molekularmagnete sich aufheben, und nur die Wirkungen der äusseren Pole A und B der letzten Molekularmagnete übrig bleiben. Tritt der Leiter FG aber zwischen die Molekularmagnete in den Magnet hinein, so würde ihm jetzt von oben ein mit A ungleichnamiger, von unten ein mit B ungleichnamiger Pol des benachbarten Molekularmagnetes gegenüberstehen, und da beide aus allernächster Nähe viel stärker als A und B wirkten, erhielte hierdurch der Leiter eine der ursprünglichen entgegengesetzte Rotation.

Zugleich ist ersichtlich, dass, je näher der Punkt G an der Axe des Magnetes sich befindet, desto grösser auch $\cos\gamma_m$ wird. Die Schnelligkeit der Rotation wird also mit Annäherung des Punktes G an den Magnet zunehmen. Man kann dies nachweisen, wenn man bei dem §. 108 beschriebenen Apparat eine recht breite Quecksilberrinne verwendet und verschiedene Leiter zu derselben führt.

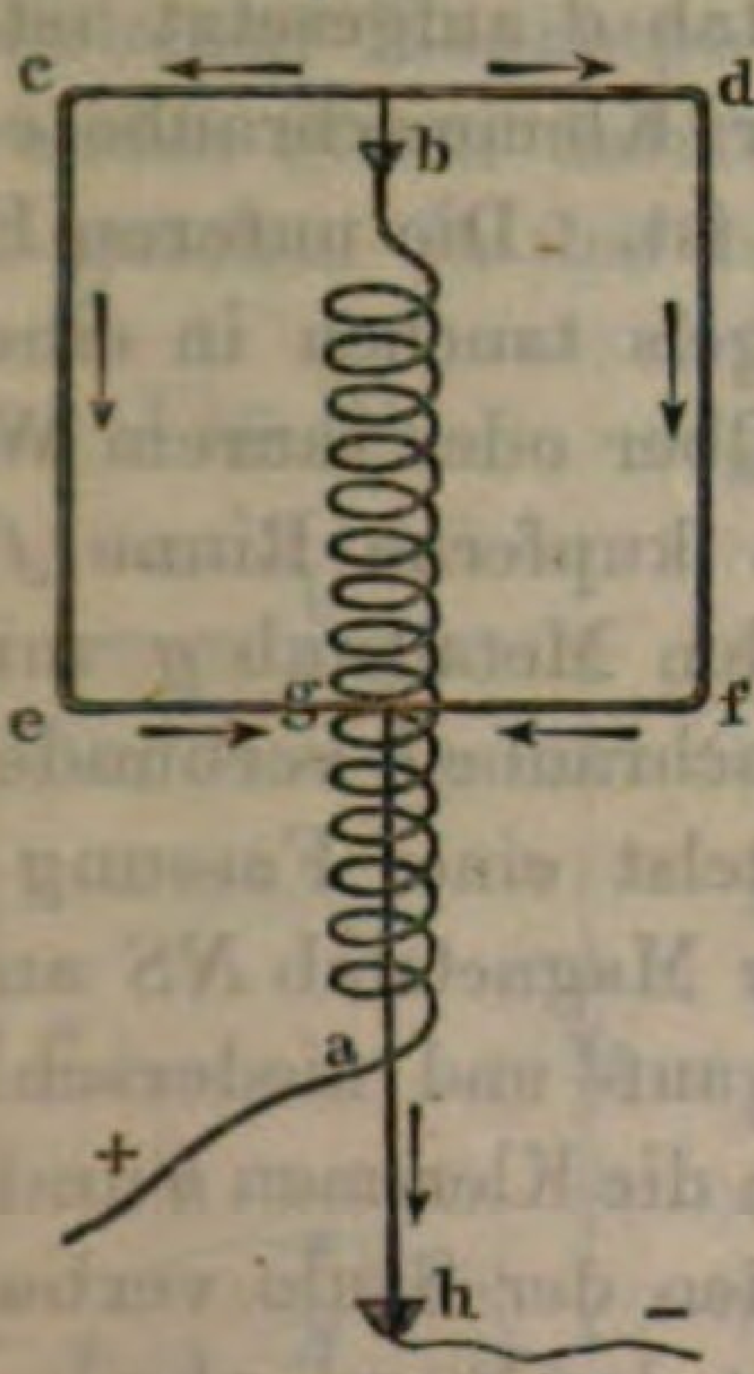
106 Liegt der Punkt G sehr weit vom Magnet, so wird $\gamma = \gamma_I = 90^0$, also $\Delta = 0$. Ist der Leiter fest, so rotirt jetzt also der Magnet nicht. In der That, denkt man sich den Leiter in diesem Fall von dem Punkt G in weitem Bogen zu einem über dem Magnet gelegenen Punkt seiner Axe geführt, und von da vertical zum Pol des Magnetes, so werden nur die diesem Pol zunächst liegenden vertical über ihm befindlichen Theile des Leiters auf ihn einwirken. Besteht der Magnet nur aus einer verticalen Reihe von Molekularmagneten und denkt man sich dieselben durch horizontale in sich geschlossene Ströme ersetzt, so wird ein verticaler Strom, der die ganzen Ebenen dieser Ströme durchfliesst, sie nicht in Rotation versetzen können.

Haben wir einen Magnet von grösseren Querdimensionen, in dessen Axe von oben der Strom eintritt, so kann man denselben als aus vielen linearen Magneten bestehend ansehen. Der mit der Axe zusammenfallende Magnet rotirt nicht, wohl aber die ausser derselben liegenden, indem für sie der Strom nicht gerade in ihrer Axe fliesst. — Wollten wir den Magnet durch grössere geschlossene Ströme ersetzen, die ihn auf der ganzen Peripherie umkreisen, so würde auch so keine Rotation eintreten. Diese Vorstellung von der Natur des Magnetes, welche man in der ersten Zeit der elektrodynamischen Betrachtung seiner Eigenschaften hegte, ist deshalb für genauere Untersuchungen nicht beizubehalten.

107 Da die Wirkung eines Solenoides auf ein Stromelement nach den Betrachtungen der §§. 95 bis 102 vollständig mit der eines Magnetes übereinstimmt (nur dass man die Pole eines Solenoides unmittelbar an seinen Enden, die eines Magnetes in einer kleinen Entfernung von denselben annehmen muss), so kann man in allen demnächst zu beschreibenden Versuchen die Magnetstäbe durch eng gewundene Spiralen von übersponnenem Kupferdrath ersetzen, durch die man einen Strom in der

einen oder anderen Richtung leitet. Man erhält dann dieselben Rotationen. — Ampère[1]) hat diese Analogie auch darin nachgewiesen, dass, wenn ein beweglicher Leiter unter Einfluss eines Solenoides sich befindet, und seine Enden beide in der Axe des letzteren liegen, keine Rotation desselben stattfindet. Zu dem Zwecke wurde der eine Pol einer Säule mit dem einen Ende *a*, Fig. 77, einer verticalen eng gewundenen Drathspirale *ab* verbunden, die oben einen Quecksilbernapf *b* trug. In dem Napf hing ein Leiter *cdef*, von dessen unterer Seite aus ein Drath *gh* durch das Innere der Spirale zu einem gerade unter ihr befindlichen Quecksilbernapf *h* führte. Dieser Napf wurde mit dem anderen Pol der Säule verbunden. Dennoch änderte sich die Lage des beweglichen Leiters *cdef* nicht, da die Verbindungsstellen *b* und *h* desselben mit den festen Theilen der Leitung in der Axe der ein Solenoid darstellenden Spirale *ab* sich befinden.

Fig. 77.



Wir betrachten jetzt in einzelnen Fällen die Rotationen von Strömen und Magneten um einander.

B. Rotation eines Stromesleiters um einen Magnet.

Der erste Rotationsapparat dieser Art ist von Faraday[2]) construirt worden. Eine einfache Form desselben ist folgende: Eine Glasröhre, Fig. 78, ist oben und unten durch Korke verschlossen. Durch den unteren Kork ist ein Magnetstab *ns* gesteckt. Auf denselben wird Quecksilber gegossen, welches entweder durch den Magnet selbst oder besser durch einen besonderen in den Kork gesteckten Drath mit dem einen Pol einer Säule verbunden ist. Der obere Kork trägt einen Platindrath, in welchen vermittelst eines Hakens ein zweiter Platindrath gehängt ist, der in das Quecksilber eintaucht. 108

Fig. 78.

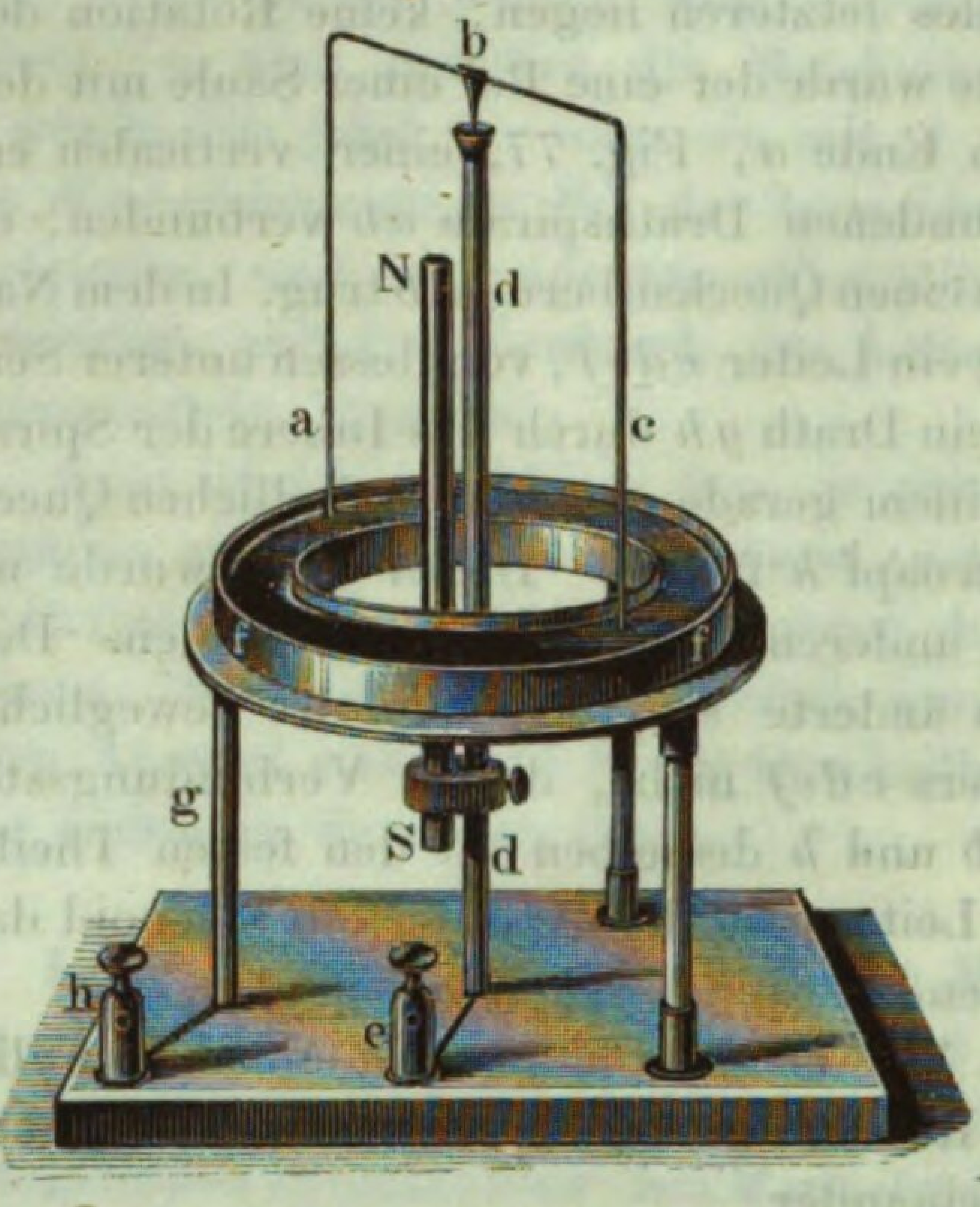


Verbindet man nun noch den oberen Drath mit dem anderen Pol der Säule, so rotirt der Drath in der einen oder anderen Richtung um den Magnetpol. Man kann hierbei die Schwere des Drathes, welche denselben stets senkrecht zu stellen strebt und gegen den Magnet drückt, dadurch verringern, dass man unten auf denselben ein Stückchen Kork aufschiebt, mit dem er auf dem Quecksilber schwimmt.

[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXIX, p. 378. 1829.* — [2]) Faraday, Royal. Instit. Sept. 1821; Quarterly Journ. Vol. XII, p. 74; Exp. Res. Vol. II, p. 127*; Ann. de Chim. et de Phys. T. XVIII, p. 337*; Gilb. Ann. Bd. LXXI, 124;* Bd. LXXII, S. 113.*

Gewöhnlich wird dieser Apparat jetzt ganz analog dem §. 9 beschriebenen z. B. in folgender Weise construirt: Ein Bügel von Kupfer mit Platinspitzen *abc*, Fig. 79, schwebt vermittelst einer Stahlspitze in einem stählernen Quecksilbernäpfchen, welches auf den Metallstab *d* aufgesetzt ist, der mit der Klemmschraube *e* verbunden ist. Die unteren Enden des Bügels tauchen in eine mit Quecksilber oder saurem Wasser gefüllte kupferne Rinne *f*, die durch den Metallstab *g* mit der Klemmschraube *h* verbunden ist. Vermittelst einer Fassung lässt sich ein Magnetstab *NS* an dem Stab *d* auf- und niederschieben. Werden die Klemmen *h* und *e* mit den Polen der Säule verbunden, so rotirt der Bügel *abc*.

Fig. 79.



Bei vielen Apparaten ersetzt man den Metallstab *dd* direct durch einen Magnetstab, der oben ein Quecksilbernäpfchen trägt, und den man unten mit der Klemmschraube *e* verbindet. Diese Einrichtung ist unzweckmässig, da bei öfterem Wechsel der Richtung der durch den Magnet geleiteten Ströme, namentlich wenn ihre Intensität etwas bedeutender ist, der Magnet bald seinen Magnetismus zum grössten Theil verliert.

109 Man hat bei diesen Versuchen nicht nöthig, ein besonderes galvanisches Element zur Erzeugung des Stromes im Bügel zu verwenden. Man kann wiederum den §. 10 beschriebenen Apparat verwenden, die Drathspirale entfernen, und von unten oder von der Seite einen oder mehrere Magnete mit ihren gleichnamigen Polen dem Gefäss nähern oder dasselbe nur auf den Pol eines starken Magnetes setzen [1]).

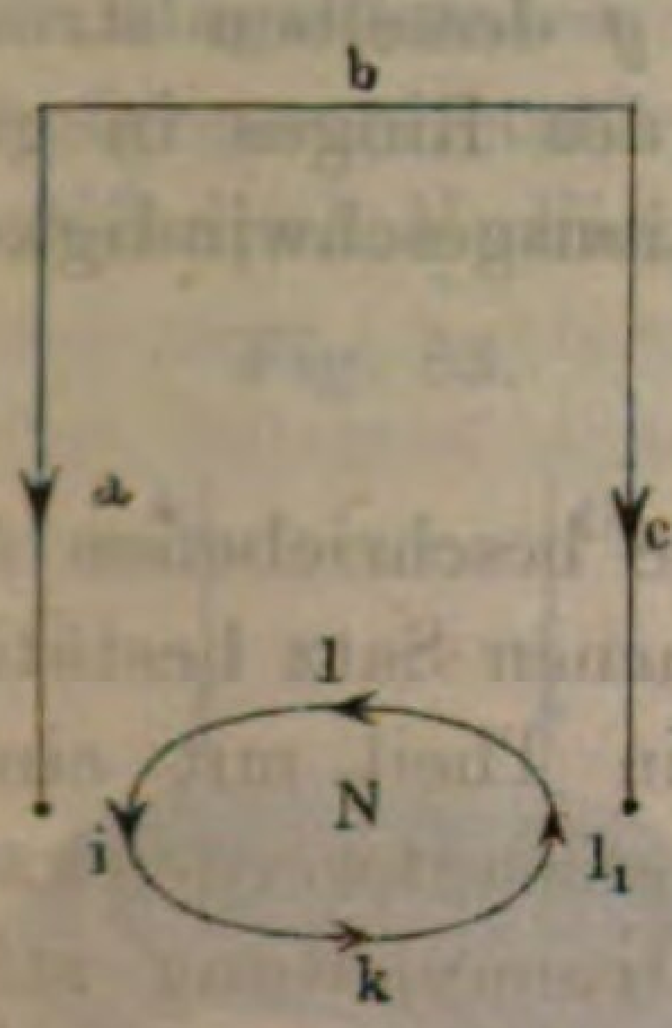
Giebt man dem Bügel mehr als zwei Arme, so wird die Rotation energischer. Verwendet man z. B. nach Barlow [2]) eine Glocke von Kupfer, so erhält man eine kräftige Rotation.

Statt des Stahlmagnetes kann man stets einen Elektromagnet, d. i. einen mit einer Drathspirale umwickelten Eisenstab verwenden, den man magnetisirt, indem man in dem einen oder anderen Sinne einen Strom durch die Drathspirale leitet [3]).

[1]) Vergl. Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 60. 1822;* Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 172.* — [2]) Barlow, Essay p. 274. London 1823. — [3]) Sturgeon, Phil. Magazine and Annals. Vol. XI, p. 194; Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 632. 1832.* — Man hat viele ähnliche Apparate wie die beschriebenen construirt, welche in-

Man kann, auch abgesehen von den §. 102 angestellten Betrachtungen den Grund und die Richtung dieser Rotation sich in anschaulicher Weise wenigstens annähernd aus der Ampère'schen Vorstellung von der Constitution des Magnetes ableiten. Denken wir uns die in einem Querschnitt des Magnetstabes liegenden Moleküle alle von gleich starken Molekularströmen umflossen, so dürfen wir hier den in den Bügel geschobenen Magnetpol durch einen um die Peripherie desselben circulirenden Strom darstellen, der, wenn dieser Pol ein Nordpol ist, von oben gesehen in der dem Gange des Uhrzeigers entgegengesetzten Richtung fliesst. Es liege der Nordpol des Magnetes zuerst in der Ebene der unteren Enden des Bügels. 110

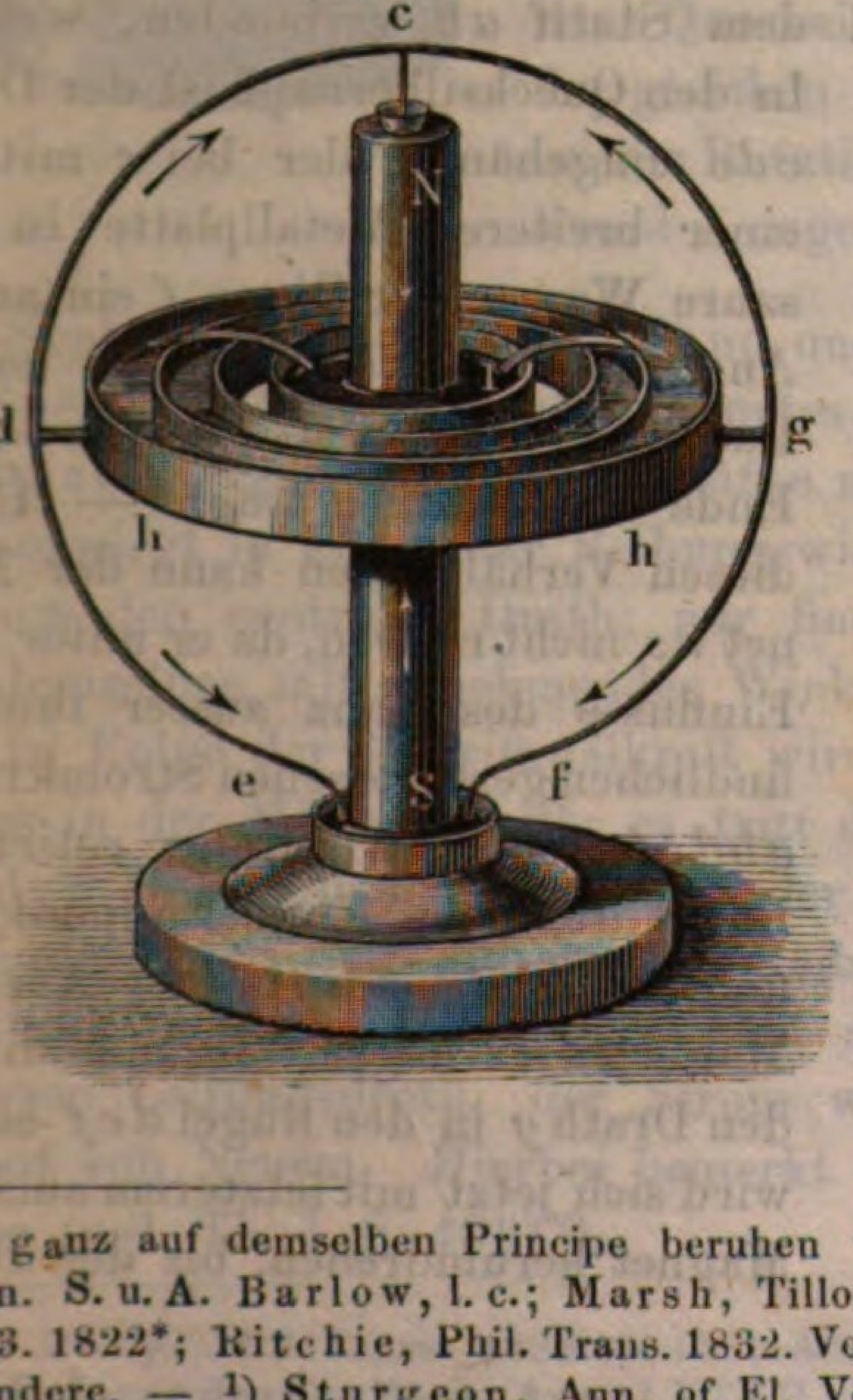
Fig. 80.



Strömt nun durch die senkrechten Arme *a* und *c* des Bügels von oben nach unten ein Strom, so wird derselbe von den Theilen *ik*, Fig. 80, des für den Magnet gesetzten Kreisstromes abgestossen, von den Theilen *il* angezogen und rotirt deshalb in dem der Richtung des Stromes *lik* entgegengesetzten Sinn. — Würden die Arme *a* und *c* des Bügels bis unter die Fläche des Stromes *ilk* verlängert, so würden die unter letzterem befindlichen Theile des Bügels in entgegengesetzter Richtung rotiren müssen wie die oberen Theile.

Wenn wir daher den Magnetstab, Fig. 79, allmälig von unten in den inneren Raum des Bügels *abc* hinaufschieben, so werden die oberen Theile des Magnetes auf den Bügel entgegengesetzt wirken wie die unteren. Aus den Betrachtungen des §. 105 folgt, dass das von dem Magnet auf den Bügel ausgeübte Drehungsmoment ein Maximum erreicht, wenn die unteren Enden desselben sich auf halber Höhe des Magnetes befinden; dass bei weiterem Heben des letzteren die Rotation sich vermindert.

Fig. 81.



Man kann daher nach Sturgeon[1]) die Wirkung des Magnetes *NS*, Fig. 81, verstärken, indem 111

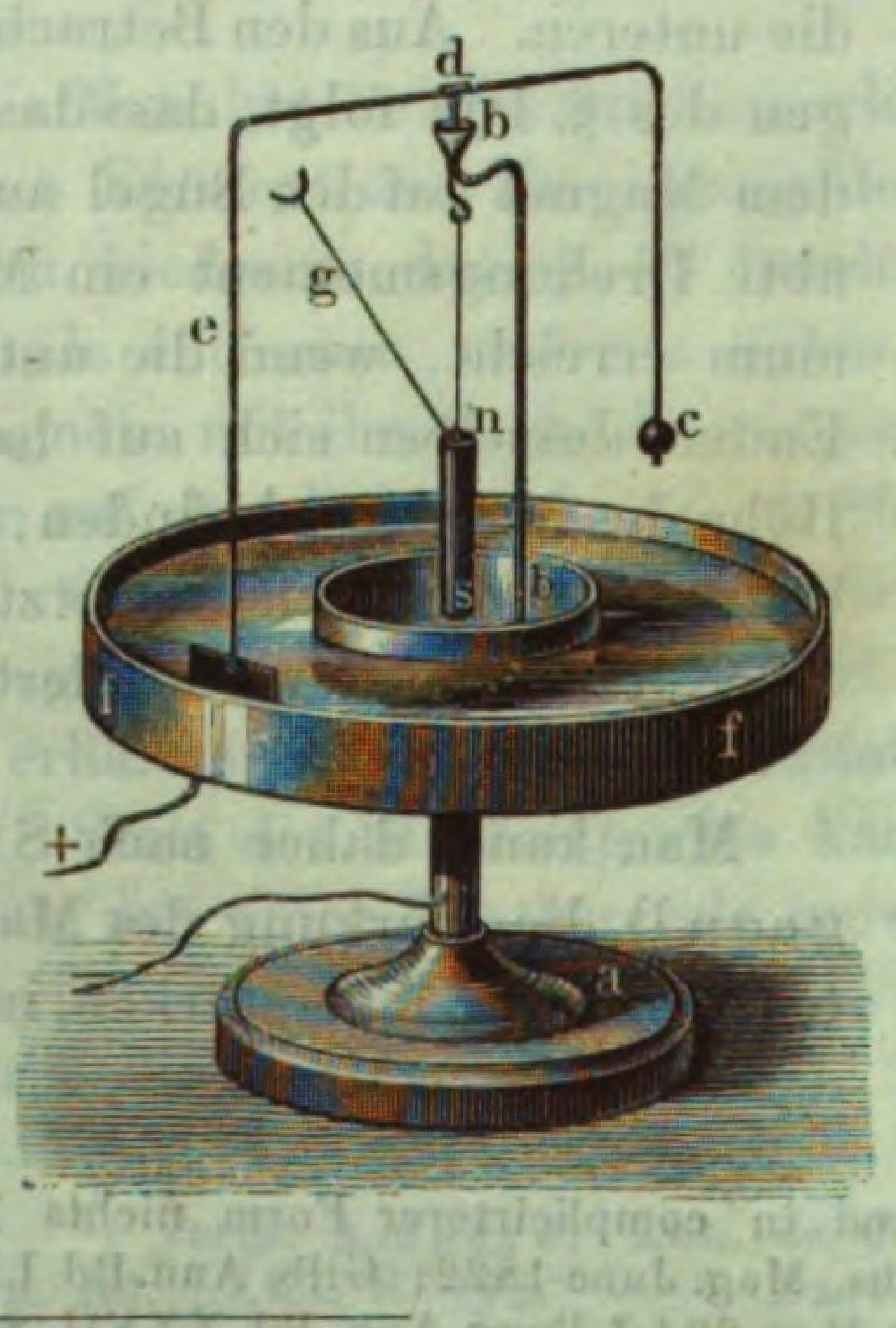
dess ganz auf demselben Principe beruhen und in complicirterer Form nichts Neues lehren. S. u. A. Barlow, l. c.; Marsh, Tillochs, Mag. June 1822; Gilb. Ann. Bd. LXXII, S. 223. 1822*; Ritchie, Phil. Trans. 1832. Vol. II, p. 294;* Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 552* u. Andere. — [1]) Sturgeon, Ann. of El. Vol. VIII, p. 81; Phil. Mag. Sept. 1823.

man auf demselben einen Quecksilbernapf *c* befestigt, und einen kreisförmigen Ring *cdefg* auf demselben schweben lässt, dessen untere Enden *e* und *f* in eine auf den Magnet aufgeschobene Quecksilberrinne eintauchen. Der Ring trägt bei *d* und *g* zwei horizontale Metallstäbe, an die eine kupferne Rinne *h* gelöthet ist. Diese ist mit saurem Wasser gefüllt und in sie auf einigen isolirenden Glasplättchen ein Ring von amalgamirtem Zinkblech gesetzt, von dem zwei Dräthe in eine zweite auf den Magnet aufgeschobene Quecksilberrinne *l* eintauchen. Es bildet sich so ein galvanischer Strom, welcher den Apparat in der Richtung der Pfeile durchfliesst, also sowohl von den über als den unter dem Magnet gelegenen Punkten des Ringes *cdefg* zu den der halben Höhe des Magnetes entsprechenden Punkten *d* und *g* desselben strömt. Hierdurch rotiren die beiden Hälften *cdg* und *defg* des Ringes in gleichem Sinne und zwar mit dem Maximum ihrer Rotationsgeschwindigkeit, so dass der ganze Ring sehr kräftig sich dreht.

112 Durch eine sinnreiche Abänderung des in §. 108 beschriebenen Apparates hat Ampère [1]) den oben §. 104 ausgesprochenen Satz bestätigt, dass durch einen geschlossenen Strom, von dem kein Theil mit einem Magnet fest verbunden ist, keine Rotation des letzteren erzeugt werden kann, zugleich aber doch eine Rotation eines Theiles der Stromesleitung stattfinden kann, wenn die beiden Enden derselben nicht zugleich in der Axe des Magnetes liegen.

Die beiden Pole einer Säule werden mit der mit verdünnter Säure gefüllten metallenen Rinne *ff* und dem Statif *ab* verbunden, welches oben einen Quecksilbernapf *b* trägt. In den Quecksilbernapf ist der Drath *cde* eingehängt, der bei *e* mittelst einer breiteren Metallplatte in das saure Wasser der Rinne *f* eintaucht. An dem Statif *b* hängt an einem Faden der Magnet *ns*, dessen oberes Ende den Drath *g* trägt. — Unter diesen Verhältnissen kann der Magnet *ns* nicht rotiren, da er unter dem Einflusse des ganz ausser ihm befindlichen geschlossenen Stromkreises *abdef* steht. Wohl aber rotirt der Bügel *def*, da seine Endpunkte *d* und *f* nicht beide in der Axe des Magnetes *ns* liegen. Hakt man nun den Drath *g* in den Bügel *def* ein, so wird sich jetzt mit letzterem auch der Magnet herumdrehen, bis der Drath

Fig. 82.



1) Ampère, Théorie p. 345.

ng an das Statif *ab* anschlägt, da nun der Drath *edc* fest mit dem Magnet verbunden ist, also der Strom in ihm nicht auf denselben wirken kann. Es bleibt dann nur die Wirkung des nicht mit ihm verbundenen Theiles des Stromkreises, der Säule, der Rinne *f* und des Drathes *bb* übrig, welche die Rotation bedingt.

Auch Flüssigkeiten, durch welche ein galvanischer Strom geleitet 113
wird, können unter dem Einfluss eines Magnetes in elektromagnetische Rotation versetzt werden, wie dies zuerst von Davy [1]) beobachtet worden ist. — Senkt man in eine mit Quecksilber gefüllte Schale die beiden Leitungsdräthe einer Batterie und nähert ihr von unten den einen Pol eines Magnetstabes, so rotirt das Quecksilber um beide Leitungsdräthe in entgegengesetzter Richtung. Ist z. B. der von unten genäherte Pol ein Nordpol *N*, Fig. 83, so rotirt das Quecksilber um den positiven Poldrath *AB* in der Richtung der Bewegung der Uhrzeiger, um den negativen Poldrath *DC* in entgegengesetzter Richtung.

Fig. 83.



Man kann leicht die Richtung dieser Rotation bestimmen, wenn man sich den Magnetpol durch einen Kreisstrom *MO* ersetzt denkt. Alle vom Strom durchflossenen, zwischen *B* und *C* liegenden Quecksilbertheilchen werden sich nach der Seite *O* des Magnets hinbegeben, und von der Seite *M* fliehen. Indem sie stets durch neue Quecksilbertheilchen ersetzt werden, welche der gleichen Wirkung unterliegen, kommen sie in eine Rotation, deren Richtung durch die Pfeile *b* und *c* angedeutet ist.

Senkt man dicht an den Rand und in die Mitte einer auf den einen 114
Pol eines geradlinigen Elektromagnetes gestellten, mit Quecksilber gefüllten Schale zwei Eisen- oder Platindräthe nur mit ihren äussersten Enden ein, so überwiegt in Folge der Reibungswiderstände an den Seiten die Rotation um den centralen Drath; nur findet sie mit wachsendem Abstande von demselben mit abnehmender Winkelgeschwindigkeit statt.

In Folge der Centrifugalkraft wird hierbei die Oberfläche des Quecksilbers in der Mitte vertieft; es tritt dadurch der Leitungsdrath daselbst aus dem Quecksilber heraus und der Strom wird unterbrochen. Bald vermindert sich nun durch die Reibungswiderstände die Rotationsgeschwindigkeit, das Quecksilber hebt sich in der Mitte wieder bis zum mittleren Leitungsdrath, der Strom wird geschlossen und die Rotation beginnt von Neuem. Hierbei bemerkt man indess nie einen Schliessungsfunken (vgl. Th. I. §. 495) [2]).

[1]) Davy, Phil. Trans. 1823. p. 153; Ann. de Chim. et de Phys. T. XXV, p. 64.* — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. LXXVII, S. 1. 1849.*

Hat man den mittleren Drath tiefer in das Quecksilber gesenkt, so besteht die Rotation um denselben eine Zeit lang fort, bald wird sie aber langsamer und hört an der Oberfläche des Quecksilbers auf, während sie im Inneren desselben noch fortdauert, wie eine wellige Kräuselung der Oberfläche leicht erkennen lässt. Selbst durch Ströme von grösserer Intensität als der zuerst angewandte lässt sich dann die Rotation auf der Oberfläche nicht wieder hervorrufen.

Wird aber das Quecksilber aus der Schale entfernt, tüchtig geschüttelt und wieder hineingegossen, so beginnt die Rotation für einige Zeit von Neuem.

Lässt man das Quecksilber einige Zeit in der Schale an der Luft stehen, ehe man den Strom hindurch leitet, so zeigt es nachher gleichfalls die Rotation viel schwächer oder gar nicht. Die Verlangsamung der Rotation ist also durchaus nicht direct von der Hindurchleitung des Stromes durch das Quecksilber bedingt; sondern dieselbe beruht in rein äusserlichen Ursachen. Unter Mandelöl, Terpentinöl, Schwefelkohlenstoff, Aether, Alkohol und ausgekochtem oder lufthaltigem Wasser kommt die Oberfläche des Quecksilbers gar nicht in Rotation. Enthält das Wasser Spuren von Salz oder Säure, so stellt sie sich ein. Ammoniakflüssigkeit lässt die Rotation wenigstens für kurze Zeit zu. Wird die Schale voll Quecksilber mit einer Glasplatte bedeckt, und durch zwei Oeffnungen über dem Niveau des Quecksilbers mit verschiedenen Gasen gefüllt, so zeigt sich Terpentinöl- und Alkohol- oder Schwefelkohlenstoffdampf, auch Wasserdampf, Kohlensäure, Wasserstoff unwirksam; die Rotation bleibt in ihnen lange bestehen, tritt aber auch in ihnen nicht ein, wenn das Quecksilber an der Luft die Beweglichkeit verloren hat. Noch stärker findet dies im Vacuo statt. — Dagegen ertödten Ammoniakgas und Phosphordampf, und vor Allem Dampf von Schwefeläther sehr schnell die Beweglichkeit der Quecksilberoberfläche. — Dämpfe von Salzsäure, Salpetersäure, Essigsäure ertheilen der in der Luft oder den letzteren Gasen unbeweglich gewordenen Oberfläche schnell ihre Beweglichkeit wieder.

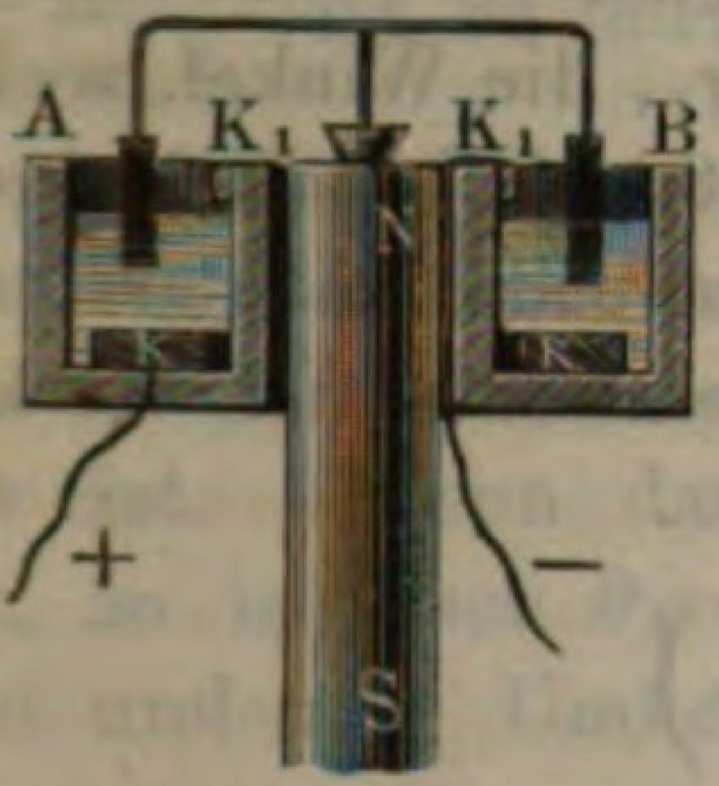
Es scheint also die Bildung einer für das Auge unsichtbaren sehr zähen Oxyd- oder Oxydulschicht die Unbeweglichkeit der Quecksilberoberfläche und das Aufhören der elektromagnetischen Rotation zu bedingen. Diese Wirkung des Oxydes im Quecksilber ist auch schon durch andere Versuche bekannt.

Dass auch elektrolytische, zersetzbare Flüssigkeiten durch den Magnet in Rotation versetzt werden können, zeigt folgender von Ritchie[1]) angegebener Versuch: In eine kreisförmige Rinne *AB* (Fig. 84) von Holz oder Glas wird Wasser gegossen. Auf dem Boden derselben liegt ein Kupferring *K*, der mit dem einen Pol der Säule verbunden ist. An dem

[1]) Vergl. Schweigger, Schweigg. Journ. Bd. XLVIII, S. 344. 1826;* Fechner, Schweigg. Journ. Bd. LVII, S. 15. 1829;* Ritchie, Phil. Trans. 1832. Vol. II, p. 294;* Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 552*.

oberen Rand der Rinne ist ein zweiter kupferner, mit dem anderen Pol der Säule verbundener Ring K_1 befestigt, der in das Wasser eintaucht.

Fig. 84.



Steckt man den Magnet NS mit seinem einen oder anderen Pol in den inneren Raum der Rinne, so rotirt das Wasser. Man kann diese Rotation auffälliger machen, wenn man in das Wasser zwei kleine Flügel einsenkt, welche an einen leichten auf einer Spitze beweglichen Holzarm befestigt sind. Wenn das Wasser rotirt, so reisst es die Flügel mit dem Holzarm mit sich fort.

Auf eine eigenthümliche Art hat Wartmann[1]) diese Rotationen beobachtet. Senkt man einen magnetischen Eisencylinder oder zwei an die Schenkel eines Hufeisenmagnetes gehängte Eisenstäbe in eine Lösung von Kupfervitriol, die in ein Glasgefäss gegossen ist, und in der Flocken von Kupferoxydhydrat (durch Zusatz einiger Tropfen von Kalilauge) herumschwimmen, so schlägt sich Kupfer auf den Eisenstäben nieder. Die hierbei gebildeten galvanischen Ströme durchfliessen die die magnetischen Stäbe umgebende Lösung und dieselbe geräth deshalb, wie leicht erklärlich, in Rotation.

Auch nach Poggendorff (l. c.), zeigen Lösungen von Kupfervitriol und verdünnte Schwefelsäure die elektromagnetische Rotation wie Quecksilber, namentlich, wenn man ihre Oberfläche mit Lycopodiumpulver bestreut. Die Rotationsgeschwindigkeit verschwindet bei diesen Lösungen nicht an der Luft.

Diese elektromagnetische Rotation bemerkt man auch recht gut an einem Voltameter, welches aus einem mit verdünnter Schwefelsäure gefüllten Glascylinder besteht, durch dessen Boden zwei kurze Platindräthe als Elektroden in das Innere des Cylinders geführt sind. Setzt man das Voltameter zwischen die Pole eines starken Elektromagnetes, so dass die Elektroden in der Ebene der Pole sich befinden, so rotirt die Flüssigkeit und mit ihr der von den Elektroden sich erhebende Gasstrom. Stehen die Elektroden in der gegen die Verbindungslinie der Pole senkrechten Ebene, so gehen die Gasströme je nach der Richtung des Stromes im Voltameter in dieser Ebene zu einander hin oder fliessen von einander. Die Erklärung dieser Bewegungen ergiebt sich unmittelbar aus der Betrachtung der Rotationen, welche den einzelnen Theilen der vom Strom durchflossenen, im Voltameter befindlichen Flüssigkeit ertheilt werden[2]).

Die Richtung dieser Rotationen der Flüssigkeiten folgt in all den 115
Fällen unmittelbar, wo die Ebene der Ströme oberhalb der Ebene des oberen Magnetpoles liegt oder doch mit ihr zusammenfällt. Befindet sie

[1]) Wartmann, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XIX, p. 394. 1847.* — [2]) Jamin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XLIII, p. 334. 1855;* Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 602.*

sich tiefer als letztere, so kann sich in gewissen Fällen die Richtung der Rotation umkehren, wie sich dies auch unmittelbar aus dem Biot-Savart'schen Gesetz ableiten lässt [1]).

1) Liegt das Stromelement dz, Fig. 85, parallel der Axe des Magnetes NS, sind die Abstände Ndz und Sdz gleich r und r_1, die Winkel, welche r und r_1 mit der Axe des Magnetes machen, ϑ und ϑ_1, so ist die Neigung des Elementes dz gegen r und r_1 gleich ϑ und ϑ_1, also die auf der durch den Magnet und dz gelegten Ebene senkrechte Resultante der Wirkungen beider Pole auf das Element

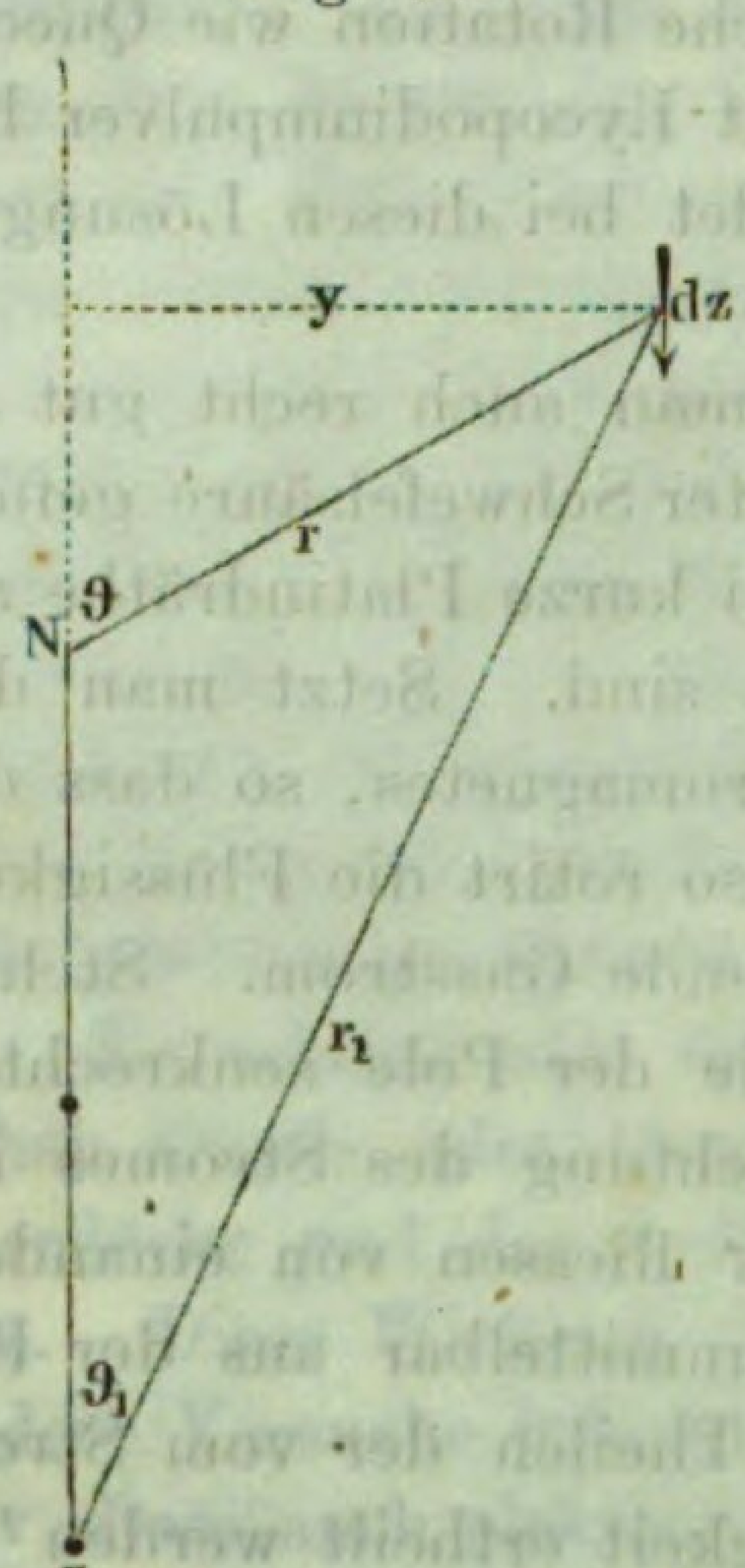
$$W = m\,i\,dz\left(\frac{\sin\vartheta}{r^2} - \frac{\sin\vartheta_1}{{r_1}^2}\right)$$

wo m den Magnetismus der Pole des Magnetes, i die Intensität des Stromes im Element dz bezeichnen. Ist der verticale Abstand des Elementes dz vom Magnet gleich y, so ist $y = r \sin\vartheta = r_1 \sin\vartheta_1$, also

$$W = m\,i\,dz\,y\left(\frac{1}{r^3} - \frac{1}{{r_1}^3}\right).$$

Es wird die Wirkung des Magnetes auf das Element dz mithin Null sein, einmal wenn y gleich Null ist, also das Element in der Verlängerung der Axe des Magnetes liegt, dann auch, wenn $r = r_1$ ist, also das Element gerade auf halber Höhe des Magnetes sich befindet.

Fig. 85.



Verläuft der Strom wie in der Zeichnung im Element von oben nach unten und nehmen wir diese Richtung des Stromes als positiv an, ist der obere Magnetpol ein Nordpol, so rotirt oberhalb der halben Höhe des Magnetes das Element von oben gesehen in der Richtung des Uhrzeigers. Unterhalb der halben Höhe wird $r_1 < r$, das Vorzeichen von W wird dann negativ und die Rotationsrichtung kehrt sich um.

2) Liegt das Stromelement dz in einer durch die Axe des Magnets gelegten Ebene und steht vertical auf derselben, so sind die Winkel, welche es mit r und r_1 macht, resp. $90 - \vartheta$ und $90 - \vartheta_1$, also die Wirkung, welche wiederum auf der Ebene der Figur vertical steht,

$$W = m\,i\,dz\left(\frac{\cos\vartheta}{r^2} - \frac{\cos\vartheta_1}{{r_1}^2}\right).$$

Fliesst der Strom im Element gegen den Magnet hin und befindet sich derselbe so weit oberhalb des Poles N_1, dass $\frac{\cos\vartheta}{r^2} > \frac{\cos\vartheta_1}{{r_1}^2}$ ist, so ist der

[1]) Bertin, Ann. de Chim. et de Phys. T. LV, p. 304. 1859.*

Ausdruck W positiv; das Element rotirt wiederum von oben gesehen in der Richtung des Uhrzeigers. Rückt aber das Element herab, bis $\frac{\cos\vartheta}{r^2} = \frac{\cos\vartheta_1}{r_1^2}$ ist, so hört die Rotation auf und kehrt sich bei weiterem Herabrücken des Elementes um. Diese entgegengesetzte Rotation tritt ein, so lange das Element auf gleicher Höhe mit den verschiedenen Punkten des Magnetes ist, da dann stets ϑ ein stumpfer Winkel und $\cos\vartheta$ negativ ist. Wenn das Element unter den unteren Magnetpol gesunken ist, so ist auch ϑ_1 stumpf, $\cos\vartheta_1$ negativ, und dann wird ein Aufhören und eine Umkehrung der Rotation in die frühere Richtung eintreten, wenn wiederum $\frac{\cos\vartheta}{r^2} = \frac{\cos\vartheta_1}{r_1^2}$ geworden ist.

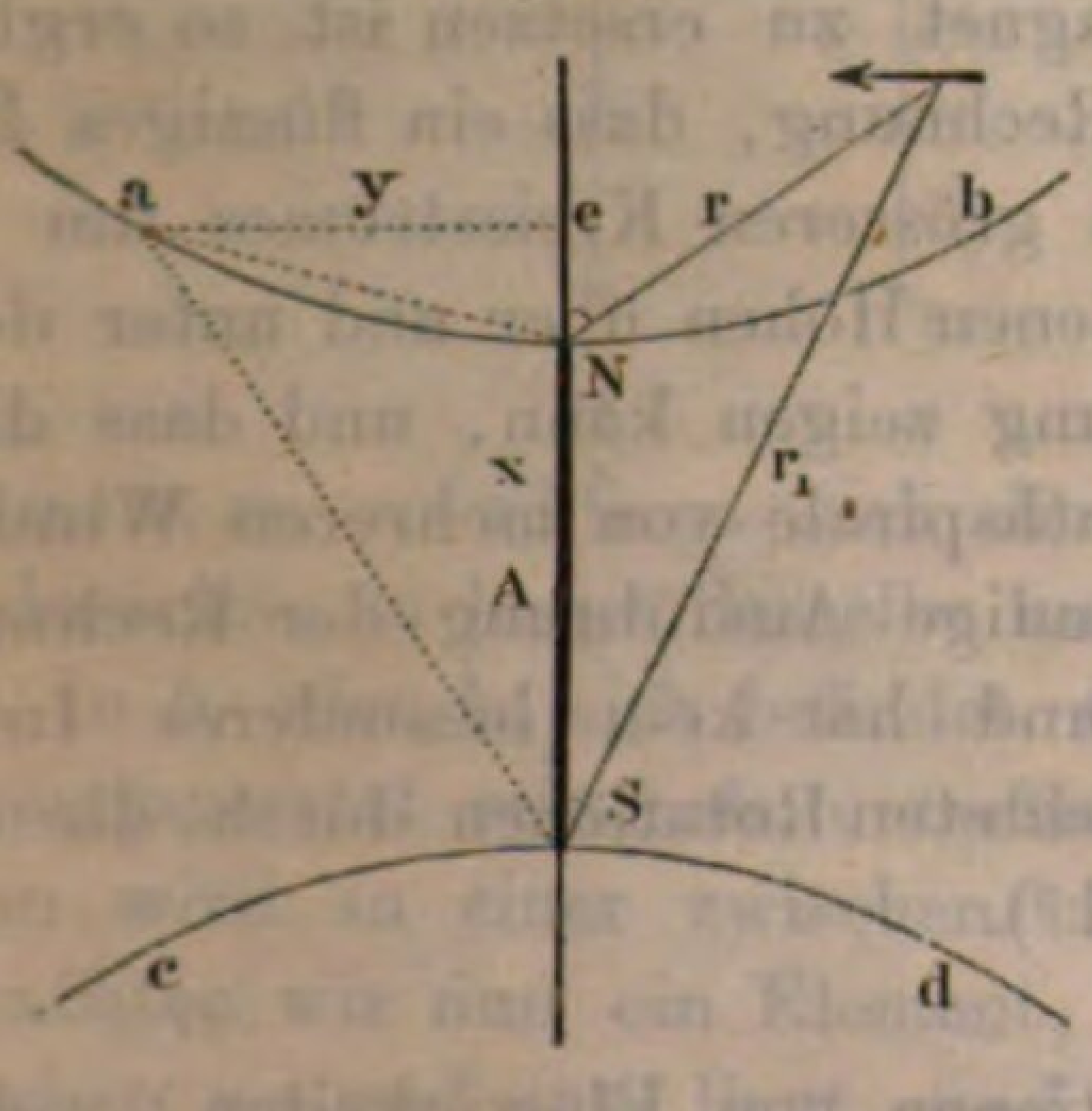
Die Punkte in der Ebene der Figur 86, für welche die Rotation Null wird, sind durch letztere Gleichung dargestellt. Sie entsprechen zweien gleichen Curven ab und cd, welche durch die Pole des Magnetes gehen und eine nahezu hyperbolische Gestalt haben. Fällt man von irgend einem Punkt a dieser Linien auf die Magnetaxe ein Loth $ae = y$ und nennt die Länge des Magnetes $2a$ und den Abstand von e von dem Halbirungspunkt des Magnetes $Ae = x$, so ist die Gleichung der Curven durch die Relation

$$\frac{x-a}{[(x-a)^2+y^2]^{3/2}} = \frac{x+a}{[(x+a)^2+y^2]^{3/2}}$$

gegeben.

Wollte man die Länge ε des Magnetes gegen seinen Abstand l vom Element dz sehr klein annehmen, und nennt den Winkel, den die Verbindungslinie des Mittelpunkts des Magnetes mit dem Element mit der Magnetaxe macht, ψ, so erhielte man aus den Formeln des §. 98 für den ersten Fall, wo das Element dz der Magnetaxe parallel ist, die Wirkung $W = \frac{3}{2}\frac{i\,dz\,\mu\,\varepsilon}{l^3}\sin 2\psi$, aus welcher Formel sich ähnliche Bedingungen wie oben ableiten. Für den Fall, wo dz auf der Magnetaxe senkrecht stände, wäre $W = -\frac{i\,dz\,\mu\,\varepsilon}{l^3}(1 - 3\cos^2\psi)$.

Fig. 86.

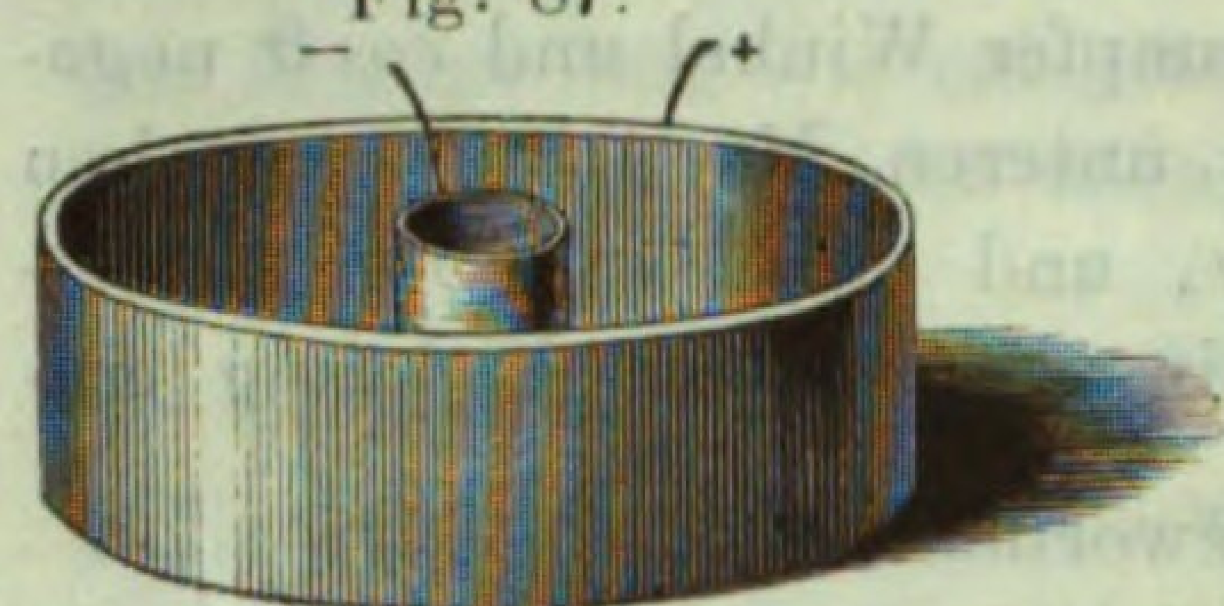


Auch aus dieser Formel ergäbe sich der Wechsel der Rotationsrich-

tung bei verschiedener Stellung des Elementes gegen den Magnet, und ein Aufhören der Rotation, wenn $\cos\psi = \sqrt{\frac{1}{3}}$ ist [1]).

116 Diese Verhältnisse lassen sich sehr gut zeigen, wenn man sich einer Rinne voll Quecksilber oder Kupfervitriollösung, Fig. 87, bedient, durch welche man vermittelst zweier concentrischer kreisförmiger Elektroden einen Strom in radialer Richtung leitet. Steckt man durch ihre Mitte von unten einen Magnet, z. B. mit dem Nordpol, hindurch, so rotirt das Quecksilber zuerst in der einen Richtung; bei allmäligem Heben des Magnets kehrt sich dann die Rotationsrichtung zweimal um, so dass sie, wenn der Südpol des Magnetes über der Rinne sich befindet, die gleiche ist, wie im Anfang des Versuches [2]).

Fig. 87.



Dieselben Versuche könnte man auch anstellen, wenn man den Magnet durch eine auf eine Glasröhre gewickelte enge Drathspirale ersetzt, deren Enden man zusammengewunden durch die Axe der Glasröhre leitet und mit den Polen der Säule verbindet. — Die Drathspirale stellt dann ein Solenoid dar, welches sich von dem Magnet nur dadurch unterscheidet, dass seine Pole mit seinen Endflächen zusammenfallen, während die des Magnetes ein wenig im Inneren desselben liegen.

Wäre die Spirale sehr kurz, oder bestände sie nur aus einem einzigen kleinen Drathkreise, der vom Strom durchflossen wäre, so würde man auch die Umkehrungen der Rotationsrichtung aus den am Ende des vorigen Paragraphen angegebenen Formeln finden. Da nun jeder grössere geschlossene Stromkreis in viele kleine Stromkreise zerlegt werden kann, deren jeder wiederum durch einen kleinen Magnet zu ersetzen ist, so ergiebt sich auch schon ohne Ausführung der Rechnung, dass ein flüssiges Element, welches parallel der Ebene eines grösseren Kreisstromes um die Axe desselben rotiren kann, in verschiedenen Höhen über und unter demselben Umkehrungen der Rotationsrichtung zeigen kann, und dass diese auch bei Anwendung einer weiteren Drathspirale von mehreren Windungen auftreten können. — Eine vollständige Ausführung der Rechnung bietet mathematische Schwierigkeiten und hat kein besonderes Interesse, da die Grundprincipien der betrachteten Rotationen durch die einfacheren Versuche völlig festgestellt sind [3]).

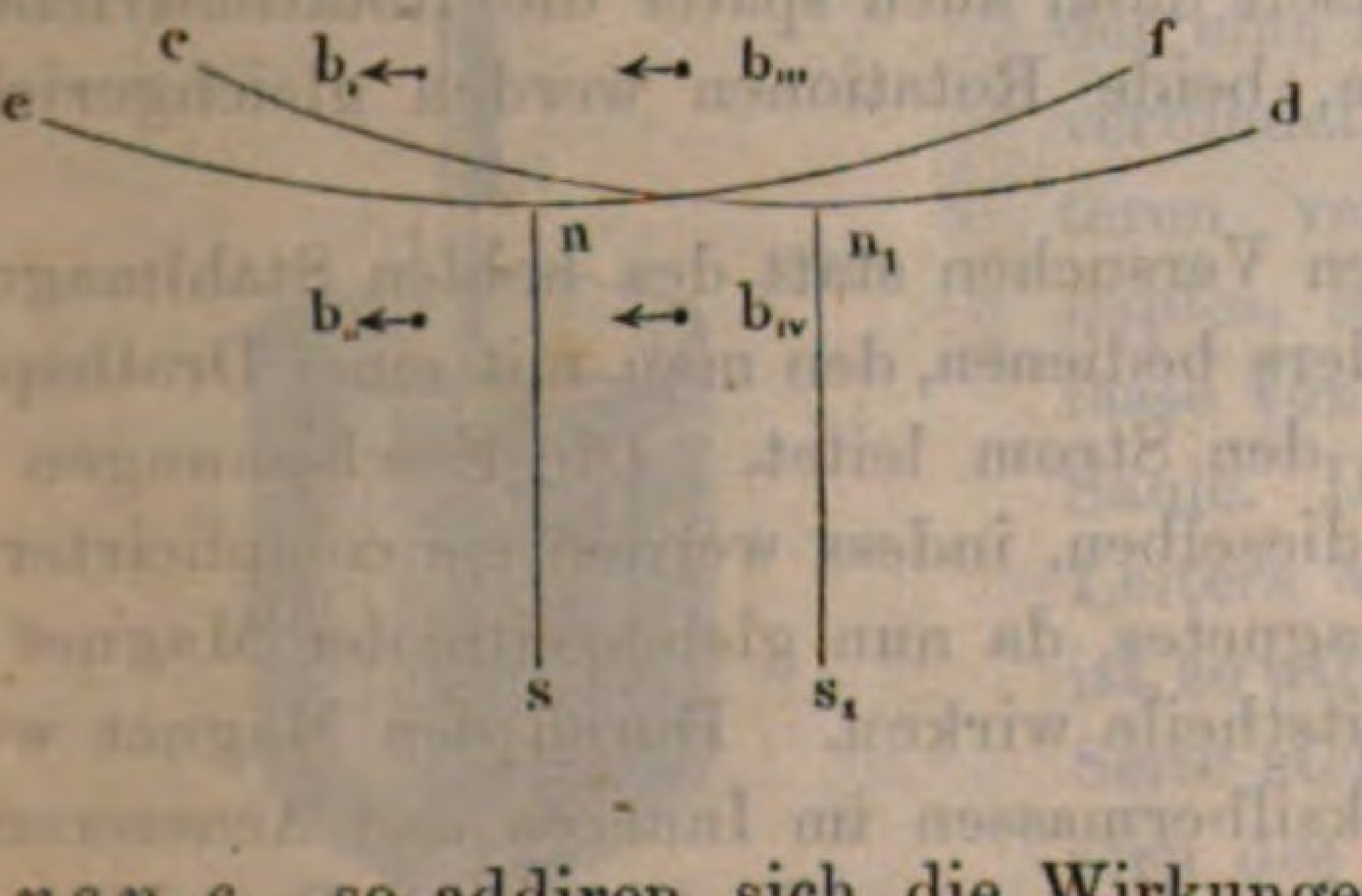
117 Von Interesse sind noch die Rotationen von Flüssigkeiten, welche man in hohlen Magneten beobachtet.

[1]) W. Weber, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 28. 1849.* — [2]) Poggendorff l. c. auch Bertin l. c. — [3]) Vergl. Bertin l. c.

Am einfachsten gestalten sich diese Rotationen bei Anwendung magnetisirter Stahlröhren. Auf diese Weise verwendete de la Rive[1]) einen hohlen Magnet von hartem Stahl von 10 Centimeter Länge, dessen innerer und äusserer Diameter 5 und 7 Millimeter betrug. Ueber den Stahlcylinder schiebt man vermittelst eines durchbohrten Korkes einen Glascylinder und in den Stahlcylinder steckt man einen Stempel von Holz. Füllt man nun den äusseren Glascylinder und den Raum über dem Stempel im Stahlcylinder mit Quecksilber, und leitet von der Mitte des Quecksilbers nach der äusseren Peripherie desselben einen Strom, so rotirt das Quecksilber ausserhalb im entgegengesetzten Sinne, wie innen, wenn sich dasselbe auf dem obersten Ende des Stahlcylinders befindet. Die Richtung dieser Rotation ändert sich in dem den Magnet umgebenden Quecksilber nicht, wenn man es mit dem Glascylinder allmälig auf tiefer liegende Stellen des Magnetes schiebt. Senkt man aber den Stempel mit dem im Inneren des Magnetes befindlichen Quecksilber allmälig, so hört die Rotation erst auf und kehrt sich dann um, so dass sie nun aussen und innen gleich gerichtet ist.

Die Erscheinungen dieser Rotation erklären sich aus der Betrachtung, 118
dass man das magnetisirte Stahlrohr annehmen kann als bestehend aus einzelnen magnetischen Längsfasern. Nehmen wir nur zwei solche Fasern ns und $n_1 s_1$, Fig. 88, welche gerade mit dem rotirenden Elemente b in einer Ebene liegen. cd und ef mögen die Curven angeben, in welchen der Wechsel der Rotationsrichtung eintritt, wenn das Element b nur unter dem Einflusse der einen oder der anderen Faser rotirte und allmälig herabgerückt wurde. Liegt das Element b ausserhalb des Cylindermantels $ns\,n_1 s_1$, so addiren sich die Wirkungen beider Fasern ns und $n_1 s_1$ auf dasselbe, so lange dasselbe unterhalb der Curve en und oberhalb $cn_/$, z. B. in $b_/$ oder $b_{//}$ sich befindet. Oberhalb $cn_/$ wird die Rotationsrichtung entgegengesetzt sein, als unterhalb en in $b_{//}$. Die Umkehrung der Rotation wird in einer zwischen cn_1 und en gelegenen Curve eintreten. Betrachten wir nun ein Element, welches innerhalb des Cylindermantels zwischen ns und $n_1 s_1$ liegt, und von ns ebenso weit entfernt ist, wie $b_/$ und $b_{//}$. Dasselbe liege näher an ns, als an $n_1 s_1$. Befindet sich dieses Element in $b_{///}$ oder b_{IV}, oberhalb oder unterhalb beider Umkehrungs-

Fig. 88.



[1]) De la Rive, Ann. de Chim. et de Phys. T. LVI, p. 286. 1859;* Traité T. I, p. 248.* Vgl. auch Bertin l. c. u. Ann. de Chim. et Phys. T. LVIII, p. 90. 1860.*

curven, so subtrahiren sich die Wirkungen von ns und $n_1 s_1$; die Wirkung von ns überwiegt aber.

In dem Element fliesse der Strom wie in b_I und b_{II} von dem Centrum der Röhre zur Peripherie; dann ist jetzt die Stromesrichtung in demselben gegen die Magnetfaser ns hingerichtet, während sie in b_I und b_{II} von ihr abgewendet war. In Bezug auf die Faser selbst wird also die Rotationsrichtung in b_I und b_{III} ebenso wie in b_{II} und b_{IV} entgegengesetzt sein, für einen oberhalb des Apparates aufgestellten Beobachter sich aber gleichgerichtet darstellen. Tritt nun das Element von b_{III} in den Raum zwischen den Umkehrungscurven, so hat sich die Rotationsrichtung in Bezug auf $n_1 s_1$ schon umgekehrt, in Bezug auf ns noch nicht. Jetzt addiren sich die Wirkungen beider Fasern, und in dem zwischen den Curven gelegenen Raum rotirt das Element in demselben Sinne wie in b_{III}. Die Rotationsrichtung wechselt erst in der Curve cnf selbst. Diese Umkehr findet also an einem etwas tiefer gelegenen Punkte statt, als die von b_I.

Aehnliche Betrachtungen liessen sich für die anderen Fasern der Röhre anstellen.

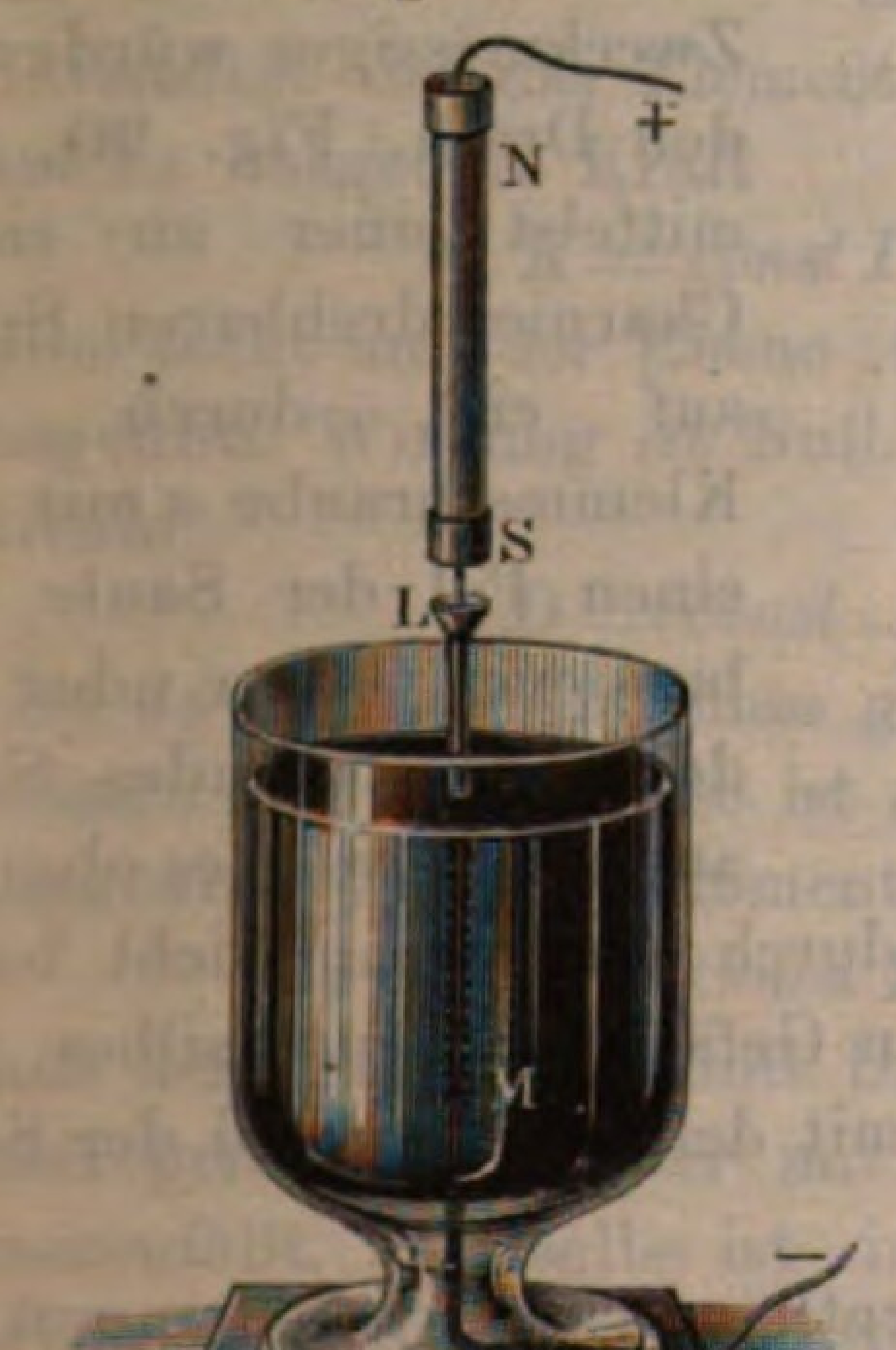
Da die Pole nn_1 der Fasern des magnetischen Rohres nicht unmittelbar an ihre Enden fallen, so kann hiernach die Rotation von gleich hoch innen und aussen an dem oberen Ende desselben befindlichen Quecksilberflächen, welche beide vom Centrum zur Peripherie von Strömen durchflossen sind, entgegengesetzt gerichtet erscheinen, indem sich die Rotation der äusseren Massen schon umgekehrt hat. Senkt man aber beide Quecksilberflächen gleichmässig, so wechselt dann auch später die Rotationsrichtung der inneren Quecksilbermasse, beide Rotationen werden gleichgerichtet.

119 Man kann sich bei diesen Versuchen statt des hohlen Stahlmagnetes auch eines hohlen Eisencylinders bedienen, den man mit einer Drathspirale umgiebt, durch welche man den Strom leitet. Die Erscheinungen sind dann im Wesentlichen wohl dieselben, indess werden sie complicirter wie bei Anwendung eines Stahlmagnetes, da nun gleichzeitig der Magnet und die Spirale auf die Flüssigkeitstheile wirken. Durch den Magnet würde in mittleren Höhen der Quecksilbermassen im Inneren und Aeusseren bei gleicher Stromesrichtung in denselben vom Centrum zur Peripherie die Rotation in gleicher Richtung, durch die Spirale in entgegengesetzter Richtung sich herstellen. Je nach dem Ueberwiegen der einen oder anderen Wirkung könnte dann die Rotation in verschiedenem oder gleichem Sinne innen und aussen stattfinden. Auch die Umkehrungserscheinungen würden für beide an verschiedenen Stellen eintreten, indess überwiegt doch hierbei nach Bertin die Wirkung der Spirale. — Es lässt sich daher die Richtung der Rotation nicht ohne Weiteres vorhersagen, sondern sie kann in gleicher Höhe des Magnetes bei verschiedener Anordnung der Spiralen u. s. f. sich ändern. Daher kann es denn auch kommen, dass de la Rive, mit Ausnahme der beim Stahlcylinder beobachteten und oben erwähnten Erscheinungen stets bemerkte, dass das ausserhalb und inner-

halb des Eisenmagnetes befindliche Quecksilber in entgegengesetztem Sinne rotirte, wenn der Strom in beiden in centrifugaler oder centripetaler Richtung floss, nach Bertin dagegen in einem aus 50 magnetisirten Stahlstäben gebildeten cylindrischen Rohr von 7 Centimeter Durchmesser und einem gusseisernen Magnet von gleichen Dimensionen das Quecksilber stets die gleiche Rotationsrichtung innerhalb und ausserhalb zeigte. — In einem Eisencylinder, der auf den Pol eines Elektromagnetes gestellt war, fand de la Rive oberhalb entgegengesetzte, unterhalb gleiche Rotationsrichtung des inneren und äusseren Quecksilbers, welches ausserhalb stets dieselbe Rotationsrichtung bewahrte. Bertin fand dagegen die Rotationsrichtungen innerhalb und ausserhalb überall gleich. Zwar werden sich hier die Resultate im Allgemeinen den oben ausgeführten Betrachtungen anschliessen, da man aber den Magnetismus durchaus nicht auf einen Ring concentrirt denken darf, der nahe dem Ende des Rohres liegt, sondern dasselbe auf seiner ganzen Länge Polarität zeigt, so werden die Betrachtungen in diesem Fall sehr complicirt.

Man kann durch einen Magnet auch einen gradlinigen Leiter um 120 seine Axe in Rotation versetzen [1]). Ein Messingstab oder ein kupfernes Röhrchen LM wird unten mit einem Gewicht von Platin belastet, oben mit einem Quecksilbernapf versehen und so in ein Gefäss voll Quecksilber eingesenkt. In den Quecksilbernapf taucht der eine Pol eines Magnetes NS. Man verbindet den anderen Pol N dieses letzteren vermittelst eines Quecksilbernapfes, sowie das Quecksilber im Gefässe von unten her mit den Polen der Säule. Da jede einzelne Längsfaser des Leiters von einem Strom durchflossen ist, so wird jede derselben von den ihr zur Seite stehenden magnetischen Längsfasern des Magnetes in Rotation versetzt werden, und durch Addition diese Wirkungen auf die einzelnen Fasern der ganzen Leiter in Rotation kommen können.

Fig. 89.



C. Rotation eines Stromesleiters durch den Erdmagnetismus.

Wir haben schon §. 49 angedeutet, dass durch den Einfluss des 121 Erdstromes eine Rotation eines Stromesleiters verursacht werden kann.

[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 71. 1822.*; Gilb. Ann. Bd. LXXII, S. 274.*

Da wir den Erdstrom durch einen sehr entfernten Magnet ersetzen können, der uns seinen Südpol zukehrt, und dessen Axe mit der Richtung der Inclination zusammenfällt, so lassen sich diese Rotationserscheinungen aus der Einwirkung des Erdmagnetes auf die Stromesleiter ableiten.

Während Faraday bei seinen Untersuchungen über die elektromagnetischen Rotationen diese Rotation nicht sogleich erhielt, beobachtete sie zuerst Ampère[1]). Die in Fig. 12 und 13 abgebildeten Apparate zeigen schon ohne Anwendung einer Drathspirale beim Hindurchleiten starker Ströme durch die beweglich aufgehängten Leiter die Rotation durch den Erdstrom. Die Richtung derselben ist, wenn der Strom in den Leitern von oben nach unten fliesst, von West durch Süd und Ost nach Nord.

Bei Umkehrung der Stromesrichtung wechselt dann auch die Richtung der Rotation.

Ein sehr einfacher Apparat, um dieselbe nachzuweisen, ist von Faraday angegeben. Derselbe ist ganz ebenso wie der Fig. 78 gezeichnete Apparat construirt, nur ist der unten in demselben befindliche Magnet entfernt. Der rotirende Drath ist etwa 16—20 Ctm. lang. — Zweckmässiger würde man den Drath, Fig. 90, vermittelst einer an einem Charnier drehbaren Spitze auf ein, durch eine Klemmschraube *a* mit dem einen Pol der Säule verbundenes, höher oder niederer zu stellendes Statif aufsetzen, welches oben ein Quecksilbernäpfchen trägt, und den Drath durch ein Gegengewicht balanciren. Unten lässt man den Drath in ein Gefäss voll Quecksilber tauchen, welches durch die Klemmschraube *b* mit dem anderen Pol der Säule verbunden ist.

Fig. 90.



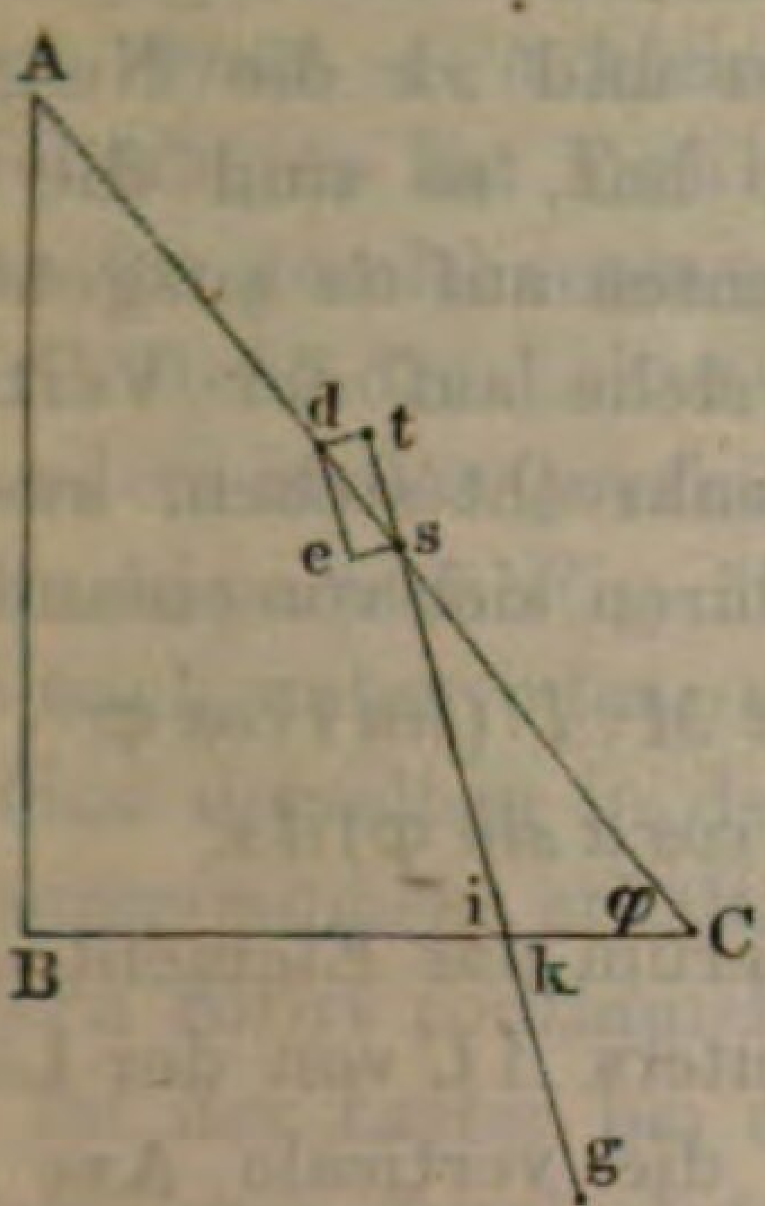
Bei diesem Apparat zeigen sich eigenthümliche Erscheinungen, je nachdem der Drath steiler oder weniger steil gegen den Horizont geneigt ist. Ist der Drath sehr flach gestellt, so dass er einen recht spitzen Winkel mit dem Horizont macht, so geräth er in eine constante Rotation. Ist der Drath in dem Inclinationswinkel gegen den Horizont geneigt, so stellt er sich in der Ebene der magnetischen Inclination in eine stabile Gleichgewichtslage ein, denn in dieser steht er auf der Ebene des Erdstromes senkrecht und erhält daher keinen Bewegungsantrieb. Ist der Drath gegen den Horizont noch

[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XVIII, p. 331. 1821.*

steiler gestellt, so hat er eine labile und eine stabile Gleichgewichtslage, in welchen er gleichviel nach rechts oder links von seiner nördlichsten Lage absteht.

Zur Erklärung dieser Erscheinungen wollen wir zuerst das Drehungs- 122
moment berechnen, welches der Erdmagnetismus einem Stromelement ds ertheilt, welches in einer Verticalebene liegt und in einem Winkel φ gegen die Horizontalebene geneigt ist. Der Abstand des Elementes von der verticalen Drehungsaxe AB sei ϱ.

Fig. 91.



Liegt das Element in der Ebene des magnetischen Meridianes ABC (Fig. 91), ist gs die Richtung der erdmagnetischen Kraft, die mit dem Horizont den Winkel $CKS = i$ macht, so können wir das Element in zwei Componenten st und es zerlegen, von denen die erste mit der Richtung gs zusammenfällt, die letztere auf ihr senkrecht steht. Die Componente es ist aber

$$es = ds \, . \cos dse = ds \sin (i - \varphi).$$

Ist die Kraft des Erdmagnetismus gleich M, die Intensität des das Element durchfliessenden Stromes gleich I, so ist die auf es ausgeübte Kraft

$$K = const \, I \, . \, M \, . \, ds \, . \sin (i - \varphi)$$

Dieselbe steht auf der Ebene ACB senkrecht. Die auf die Componente st ausgeübte Wirkung ist Null. Das auf ds ausgeübte Drehungsmoment ist mithin

$$D = const \, . \, I \, . \, M \, . \, \varrho \, . \, ds \sin (i - \varphi).$$

Ist ds ein Element eines geradlinigen Leiters AC von der Länge l, bezeichnen wir As mit s, so ist $\varrho = s \, . \cos \varphi$, also das auf den ganzen Leiter ausgeübte Drehungsmoment

$$(D) = Const \, I \, . \, M \, . \, l^2 \sin (i - \varphi) \, . \cos \varphi.$$

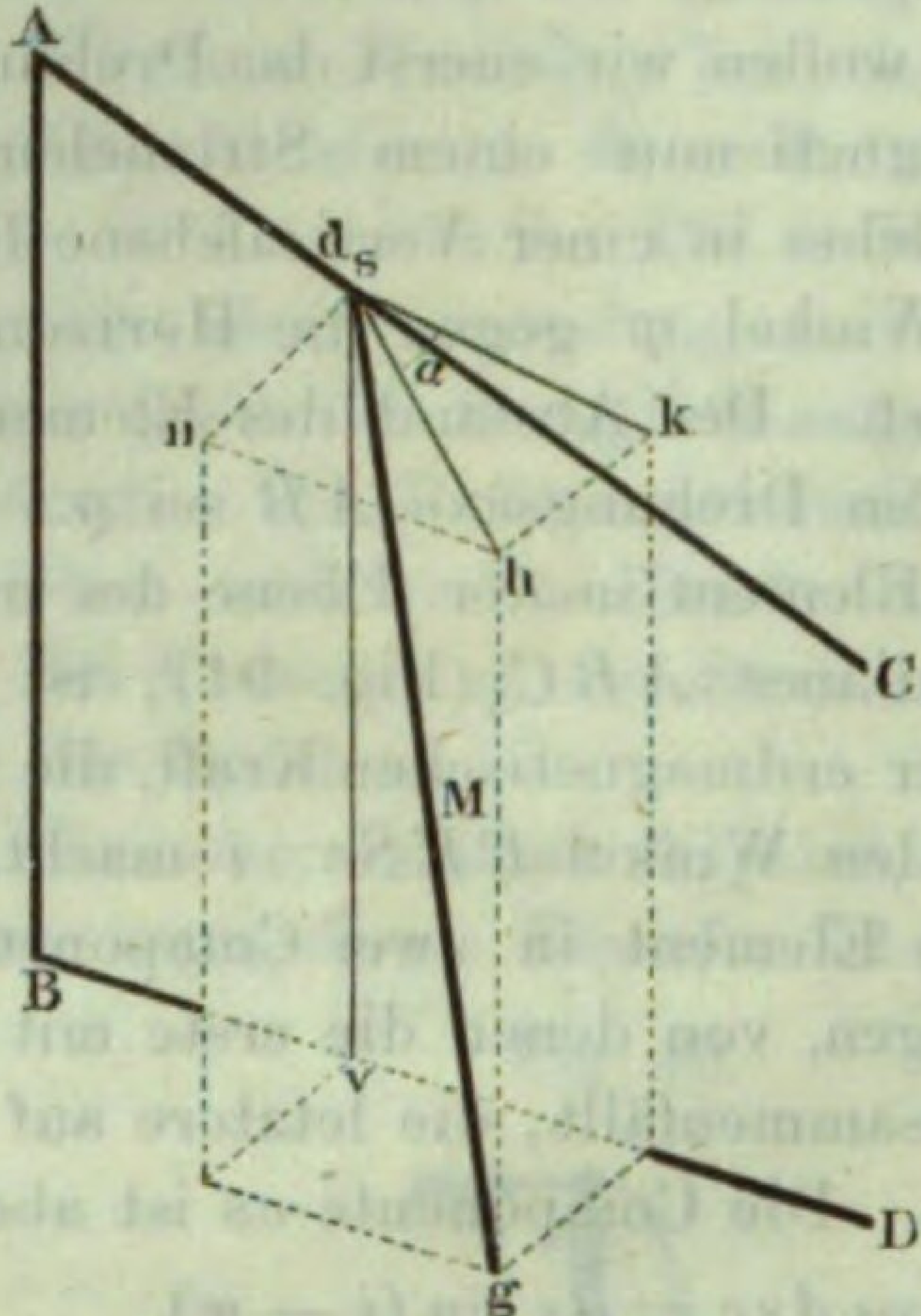
Das auf den Leiter ausgeübte Drehungsmoment ist also Null, wenn $i = \varphi$, d. i. der geradlinige Leiter mit der Richtung der erdmagnetischen Kraft zusammenfällt. Dasselbe ist ein Maximum, wenn $i - \varphi = 90^0$, also der Leiter auf der Richtung der erdmagnetischen Kraft vertical steht.

Befindet sich das Element ds in einer anderen um den Winkel α 123
gegen die Ebene des magnetischen Meridians geneigten Verticalebene $ABCD$ (Fig. 92), so können wir die auf das Element wirkende erdmagnetische Kraft $sg = M$ in 2 Componenten zerlegen, von denen die eine sv vertical ist, die andere sh in der Horizontebene liegt. Letztere zerlegen wir wiederum in eine in der durch ds gelegten Verticalebene liegende Componente sk und eine auf dieser Ebene verticale Componente sn. Ist

[1]) Pohl, Gilb. Ann. Bd. LXXV, S. 284. 1823.*

nun der Winkel der Inclination $gsh = i, hsk = \alpha$, so ist $sv = M \sin i$, $sk = M \cos i \cos \alpha$, $sn = M \cos i \sin \alpha$.

Fig. 92.



Die letztere dieser Componenten übt auf das Element ds ein in der Verticalebene ABC selbst wirkendes Drehungsmoment aus, welches mithin unwirksam ist. Wenn ferner ds gegen die Compenenten sv und sk die Neigung $90 - \varphi$ und φ hat, so sind die von beiden Componenten auf ds ausgeübten Wirkungen, welche auf der Verticalebene ABC senkrecht stehen, zusammen (sie subtrahiren sich von einander):

$$W = const\, M . I . (\sin i \cos \varphi - \cos i \cos \alpha \sin \varphi)\, ds.$$

Ist ds wiederum das Element eines geradlinigen Leiters AC von der Länge l, der sich um die verticale Axe AB dreht, so wird das auf denselben ausgeübte Drehungsmoment:

$$(D) = Const\, I\, M\, l^2 \cos i \cos^2 \varphi\, (tg\, i - \cos \alpha\, tg\, \varphi).$$

Ist zuerst der Leiter horizontal, also $\varphi = 0$, so ist das Drehungsmoment in allen Lagen des Leiters dasselbe, nämlich

$$(D) = Const\, I\, M\, l^2 . \sin i.$$

Ist der Leiter gegen den Horizont in einem spitzeren Winkel geneigt, wie der Inclinationswinkel, also ist $\varphi < i$, so wird für alle Werthe von α der Ausdruck $tg\, i - \cos \alpha\, tg\, \varphi$ einen positiven Werth behalten; das Drehungmoment ist stets in demselben Sinne gerichtet, wenn auch ungleich, indem es von der Lage des Leiters in der Ebene des magnetischen Meridians an, wo $\alpha = 0$, zunimmt, bis der Leiter in der auf dieser senkrechten Ebene sich befindet, für die $\alpha = 90^0$, u. s. f.

Ist der Leiter gerade im Inclinationswinkel gegen den Horizont geneigt, so ist $D = 0$, wenn $\alpha = 0$. In der Ebene des Meridians übt also der Erdmagnetismus kein Drehungsmoment auf den Leiter aus. Wird er aber aus dieser Ebene entfernt, wächst also α nach der positiven oder negativen Seite, so wird D jedesmal einen positiven Werth annehmen. Dann dreht sich jedesmal der Leiter im Sinne der normalen Rotation.

Ist endlich der Leiter steiler gestellt, also $\varphi > i$, so wird sowohl für einen bestimmten positiven, wie auch negativen Werth von α das Drehungsmoment $D = 0$. Der Leiter hat dann zwei Gleichgewichtslagen. Von diesen ist die eine Gleichgewichtslage labil, welche dem Winkel $+ \alpha$ entspricht, wo also der Leiter im Sinne der normalen Rotation aus der Ebene des Meridians verschoben ist. Denn wächst in diesem Falle α, so wird $\cos \alpha$ kleiner, also D positiv; d. i. der Leiter rotirt im normalen Sinne

weiter. Nimmt aber α ab, so wird D negativ; der Leiter rotirt im entgegengesetzten Sinne. Er entfernt sich beide Male weiter aus der Gleichgewichtslage. Die zweite, entgegen dem Sinne der normalen Rotation gegen die Meridianebene verschobene Gleichgewichtslage für den Winkel $-\alpha$ ist stabil; denn wird $-\alpha$ grösser, so wird D wiederum positiv, der Leiter nähert sich im Sinne der normalen Rotation der Gleichgewichtslage. Ebenso nähert er sich durch eine entgegengesetzte Drehung derselben, wenn $-\alpha$ kleiner wird, da dann D negativ ist. — Diese Gleichgewichtslagen hat Pohl mittelst eines Apparates nachgewiesen, der dem Figur 90 gezeichneten ganz ähnlich war.

Besteht der Leiter, statt aus einem, aus zwei diametral gegenüberliegenden in das Quecksilber eintauchenden Dräthen, also einem Bügel, wie in den Apparaten Fig. 12 u. 13, dessen beide Arme im gleichen Sinne von oben nach unten oder umgekehrt vom Strom durchflossen sind, so ist stets der eine derselben in der Lage, dass er ein stärkeres normal gerichtetes Drehungsmoment erhält. Der Leiter hat dann keine Gleichgewichtslagen, sondern rotirt continuirlich.

Ist der Leiter bei diesen Versuchen nicht gerade, sondern gebogen, so kann man durch Integration stets das ihm ertheilte Drehungsmoment bestimmen.

D. Rotation eines Magnetes durch einen Stromesleiter.

Ein Magnet kann umgekehrt durch einen Strom in Rotation versetzt werden. Nach §. 105 wird dies jedesmal eintreten, wenn der Magnet um irgend eine seiner Axe parallele Axe sich drehen kann und ein Theil der Stromesleitung fest mit ihm verbunden ist, so jedoch, dass die Verbindungspunkte des letzteren mit dem anderen Theile der Leitung nicht beide in der Axe des Magnetes liegen. 124

Für eine weniger vollständige elementare Betrachtung mag es zur Veranschaulichung der Vorgänge genügen, nur die Wirkung der dem Magnet zunächst liegenden, nicht fest mit ihm verbundenen Theile der Stromesleitung auf ihn zu betrachten. Wir können dann zwei extreme Fälle unterscheiden, wo einmal diese Theile der Leitung auf der Axe des Magnetes senkrecht stehen, das andere Mal gegen sie geneigt oder ihr parallel sind.

Die erste dieser Erscheinungen[1]) zeigt sich, wenn man ein Glasgefäss A (Fig. 93) mit Quecksilber füllt, in dasselbe in der Mitte einen Drath B, am Rande einen mit dem Drath C verbundenen Ring von Kupfer D einsetzt, und die Dräthe B und C mit den Polen der Säule verbindet. Senkt man dann an irgend einer Stelle zwischen dem Mittelpunkt und der Peripherie in das Quecksilber einen Stahlmagnet NS ein, dessen unteres Ende mit 125

[1]) Faraday l. c. §. 108.

einem Platinstäbchen beschwert ist, damit derselbe in senkrechter Stellung schwimmt, so rotirt der Magnet je nach der Richtung des Stromes im Quecksilber und der Lage der Pole des Magnetes in der einen oder anderen Richtung.

Fig. 93.



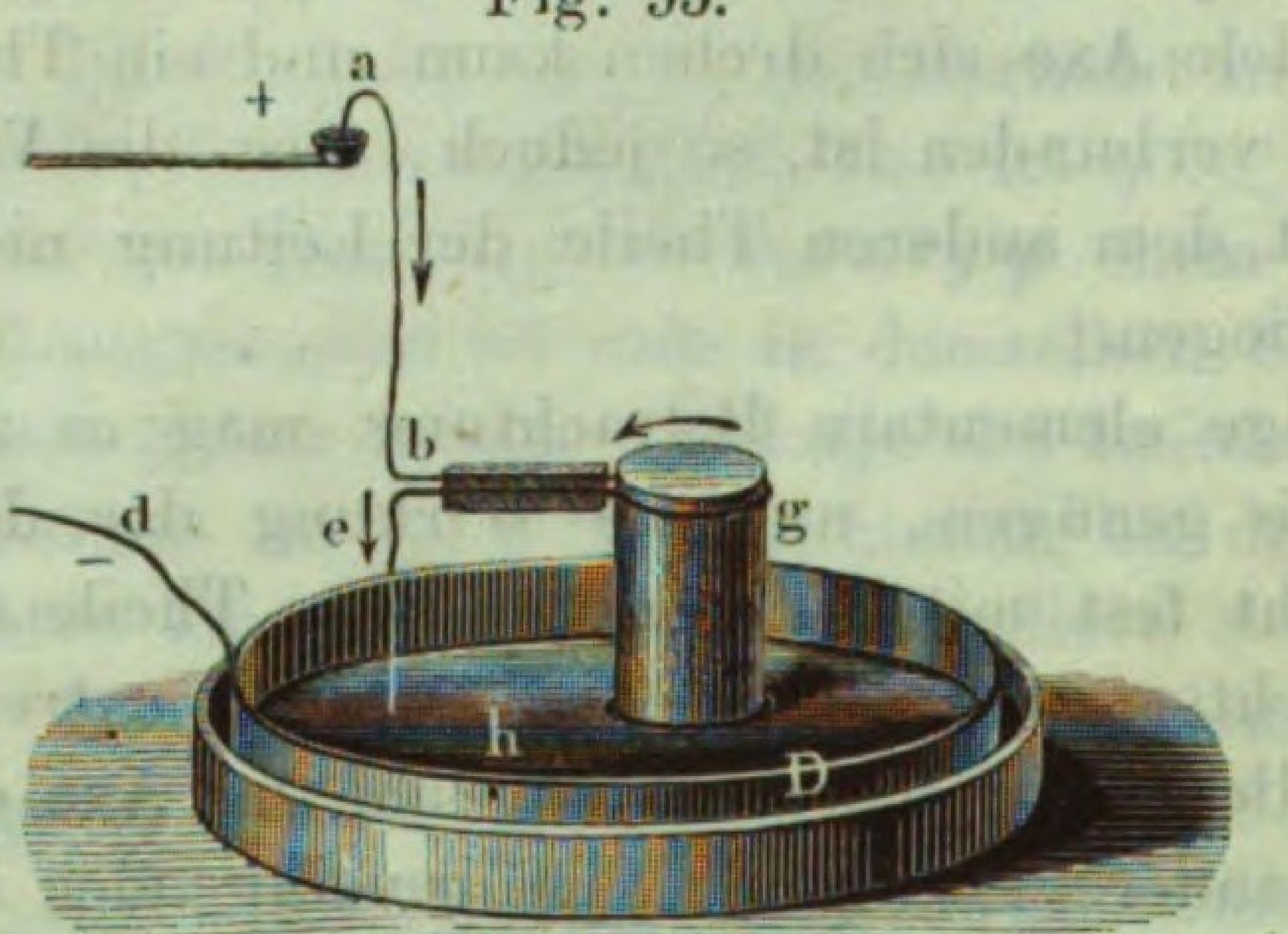
Fig. 94.



Es sei z. B. der obere Pol des Magnetes ein Nordpol, der Strom im Quecksilber gehe vom Centrum *B* zur Peripherie (Fig. 94), so werden wir die auf den Magnet durch die Ströme im Quecksilber ausgeübten Wirkungen uns ableiten können, wenn wir an Stelle des Magnetes einen durch die Richtung der Pfeile bezeichneten Strom setzen. Dann wird der Pol *N* durch die (von *B* aus gesehen) rechts von ihm liegenden im Quecksilber fliessenden Ströme angezogen, durch die links von ihm liegenden abgestossen und der Magnet rotirt in der Richtung des Pfeiles. Die durch den Magnet selbst fliessenden Stromestheile haben auf denselben keinen Einfluss.

126 Die Analogie des Verhaltens eines Magnetes und Kreisstromes bei diesem Versuche hat Ampère[1]) durch folgendes Experiment dargethan. Er hängt einen Drath *abge* (Fig. 95) oberhalb in einem Quecksilbernapf *a* auf, der z. B. mit dem positiven Pol der Säule verbunden ist. Der Drath ist bei *g* zu einem Ringe gebogen, so jedoch, dass die nebeneinander liegenden Theile desselben von einander isolirt sind. Das untere Ende *e* des Drathes taucht in das Quecksilber des Gefässes *h*, in welches der Kupferring *D* eingesetzt ist, der mit dem negativen Pol der Säule verbunden ist. In dem Ringe *g* ist isolirt ein cylindrischer Stab befestigt, der in das Quecksilber taucht, so dass durch die gerade unter *g* befindlichen Stellen des Quecksilbers keine Ströme fliessen können. Fliesst der Strom im Drath *a b g e*, wie in der Zeichnung, so verbreitet sich derselbe von *e* aus radial durch das Quecksilber zum Kupferring und der Ring *g* rotirt in gleichem Sinne und in genau derselben Weise wie der

Fig. 95.



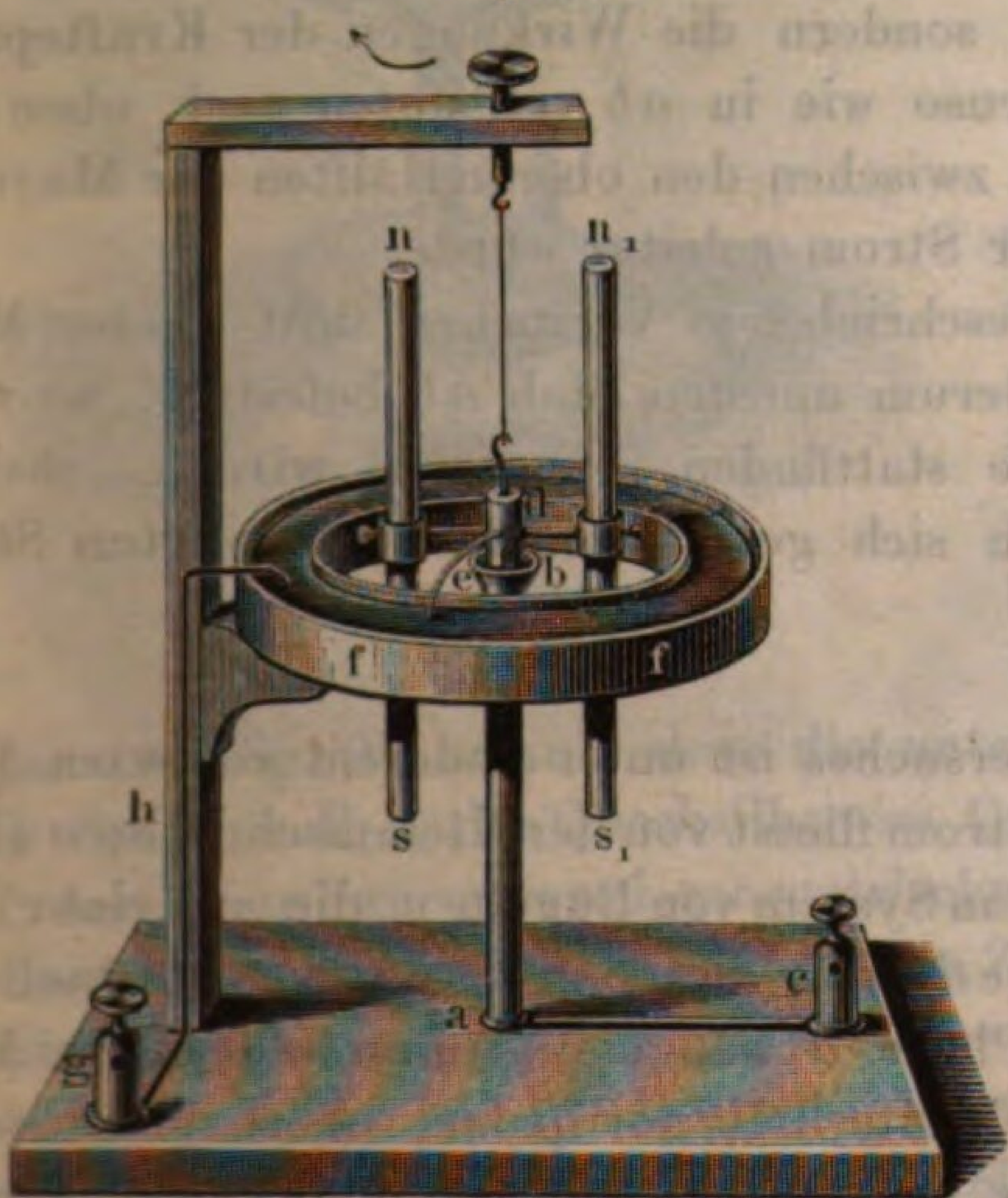
[1]) Ampère, Ann. de Chim. et de Phys. T. XX, p. 60. 1822;* Théorie, p. 336;* Gilb. Ann. Bd. LXXII, S. 257.*

Magnetpol N in Fig. 93 u. 94, bis der obere Theil des Drathes a an den ihn tragenden Arm anschlägt. Hätte man mit dem Ring nicht einen von ihm isolirten leitenden oder nichtleitenden Stab verbunden, der unter ihm in das Quecksilber taucht, so wäre keine Rotation entstanden, da dann die unter dem Ring befindliche Quecksilberfläche auch von Strömen durchflossen wäre, die die Wirkung der ausserhalb derselben fliessenden Ströme im Quecksilber gerade aufhöbe. Ist aber der in den Ring gesteckte und in das Quecksilber tauchende Stab ein Nichtleiter, so fliessen gerade unter dem inneren Raume des Ringes gar keine Stromtheile; ist der Stab vom Ring isolirt und ein Leiter, so sind die durch denselben fliessenden Stromtheile mit dem Ringe fest verbunden und können wiederum keine Wirkung auf ihn ausüben.

Soll der Magnet wesentlich unter Einfluss eines seiner Axe parallelen Stromes rotiren, so kann dazu folgender Apparat verwendet werden: 127

Ein senkrechter Stab ab (Fig. 96) von Messing ist unterhalb mit der Klemmschraube c verbunden und trägt oberhalb einen Quecksilbernapf b. An einem über diesem Quecksilbernapf befestigten Haken hängt an einem Faden ein Bügel d, von dem aus eine Metallspitze in den Quecksilbernapf b taucht, und ein Drath e zu der mit b concentrischen Quecksilberrinne f führt, welche durch Drath h mit der Klemmschraube g verbunden ist. Durch den Bügel sind zwei Magnetstäbe ns und $n_1 s_1$ gesteckt und durch seitliche Schräubchen befestigt.

Fig. 96.



Verbindet man die Pole einer Säule mit den Klemmschrauben c und g, so circulirt der Strom z. B. in der Richtung $cabdefhg$ durch den Apparat. — Betrachtet man nur die den Magneten zunächst liegenden Stromtheile in ab, so werden durch dieselben die nach unten gekehrten Südpole der Magnete so bewegt, dass der Pol s des links gelegenen Magnetes nach hinten, der Pol s_1 des rechts gelegenen Magnetes nach vorn aus der Ebene der Figur herauszutreten strebt. Hierdurch ist ein Kräftepaar in Thätigkeit gesetzt, welches beide Magnete in der Richtung des über der Figur gezeichneten Pfeiles in Rotation versetzt. Ein Wechsel der Stromesrichtung oder eine Umkehrung der beiden Magnete kehrt die Richtung der Rotation um.

Wäre der Quecksilbernapf *c* bei *a* angebracht, und der Stab *ab* an dem die Magnete tragenden Bügel befestigt, so dass er erst unterhalb in den Quecksilbernapf tauchte, so würde die Rotation gleichfalls stattfinden, da die Punkte, wo jetzt die mit den Magneten fest verbundenen und die von ihnen unabhängigen Theile der Leitung zusammentreffen, nicht beide in der Mittellinie der Axe der Magnete liegen.

Entfernt man den einen der beiden Magnete und ersetzt ihn durch ein Gegengewicht, so wird die Rotation in gleicher Weise, nur mit verminderter Geschwindigkeit stattfinden.

Würde man die beiden Magnete mit ihren ungleichnamigen Polen nach unten wenden, so würden die an ihnen wirkenden Kräfte sie in entgegengesetzter Richtung in Rotation zu versetzen streben, und so gegenseitig ihre Wirkung aufheben. — Flösse der Strom statt nur bis zur halben Höhe der Magnete, durch den Drath *ab* zwischen ihnen hindurch und bis zur Höhe der oberen Pole, so würden die auf diese wirkenden Kräfte sie in entgegengesetzter Richtung aus ihrer Lage zu drehen streben, wie die an den unteren Polen wirkenden Kräfte; das aus ihnen gebildete Kräftepaar würde das an den letzteren angreifende gerade aufheben. Nicht so wäre es, sondern die Wirkungen der Kräftepaare würden sich addiren, wenn ebenso wie in *ab* von unten nach oben, so auch noch von oben nach unten zwischen den oberen Hälften der Magnete ein nicht mit ihnen verbundener Strom geleitet würde.

Denkt man sich bei den beschriebenen Versuchen statt zweier Magnete, deren mehrere im Kreise herum um den Stab *ab* befestigt, so wird die Rotation in gleicher Weise stattfinden. Dasselbe wird geschehen, wenn diese Magnete zu einer in sich geschlossenen magnetisirten Stahlröhre vereint sind.

128 Eine Abänderung dieses Versuches ist unter Anderem von von Feilitzsch[1]) gegeben worden. Der Strom fliesst von der Klemmschraube *a* (Fig. 97) durch ein Rohr *b*, und durch ein System von Bügeln *c*, die auf einer Kugeloberfläche liegen, zu der Platte *d*. Von dieser geht ein Drath *g* nach unten. An einem Haken an der Platte *d* hängt ein hufeisenförmiger Magnet $n n_1 s$, dessen beide Schenkel unterhalb nordpolar, oberhalb südpolar sind. Der Magnet ist an seiner Biegung durchbohrt, und trägt daselbst einen Metallstab, der oben in einem Quecksilbernäpfchen *h* endet, in welches der Drath *g* taucht. Unten senkt sich der Stab in den Quecksilbernapf *i*, der mit der Klemmschraube *k* communicirt. Der Magnet geräth unter Einfluss des Stromes in Rotation. Man kann denselben offenbar als aus zwei getrennten und gekrümmten Magneten $n s$ und $n_1 s$ bestehend denken, deren Südpole zusammenliegen.

Die Contactstellen *h* und *i* des mit dem Magnet fest verbundenen Theiles *hi* der Stromesleitung mit dem übrigen vom Magnet unabhängi-

[1]) von Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 535. 1858.*

gen Stromestheil liegen nicht beide in den Verbindungslinien ns oder $n_1 s$ der Pole dieser beiden Magnete, so dass aus der Ampère'schen Theorie die Rotation unmittelbar folgt.

Fig. 97.

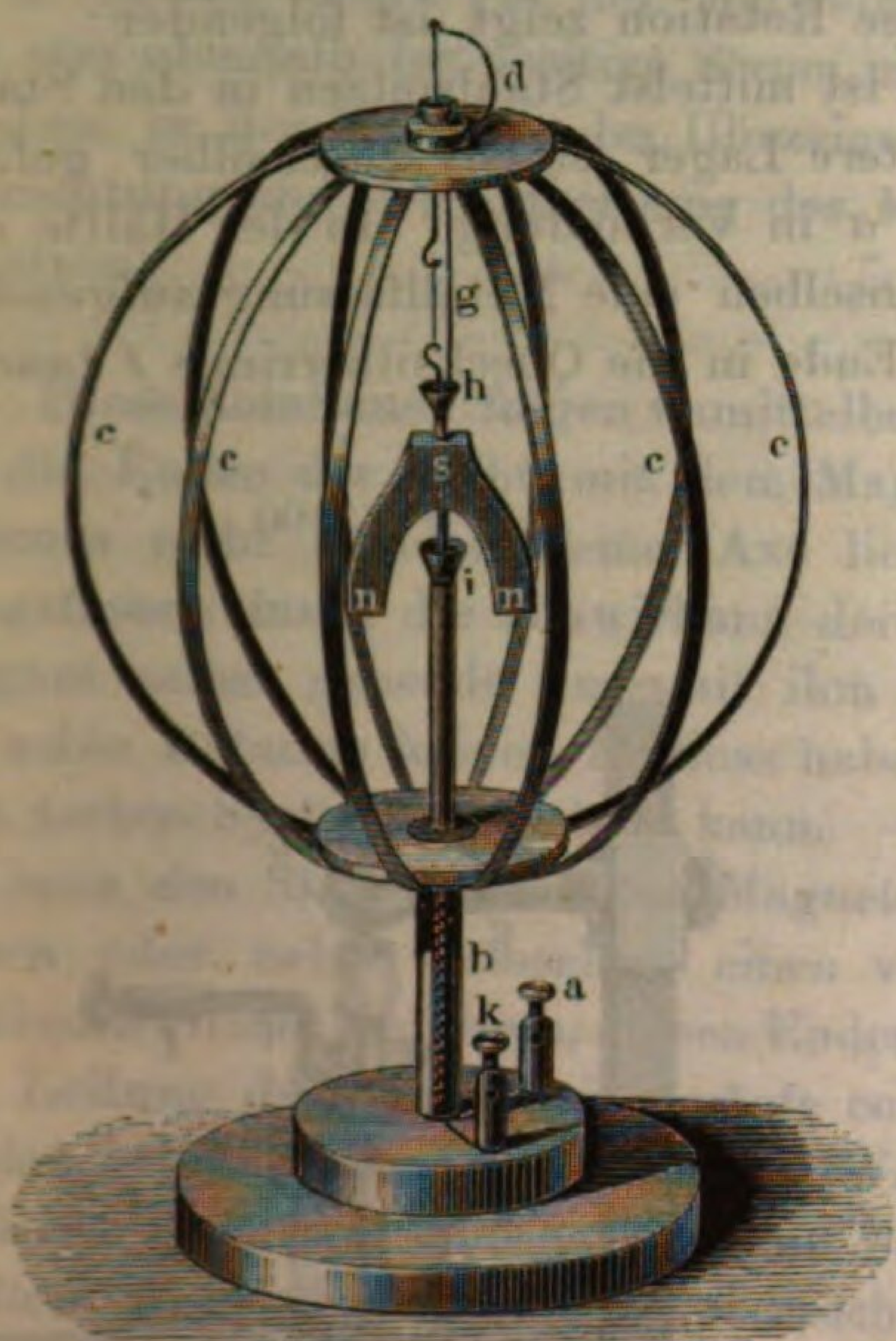


Fig. 98.



Bei einer anderen Anordnung schob von Feilitzsch einen flachen Stahlring N (Fig. 98), der so magnetisirt war, dass sein innerer Rand südpolar, sein äusserer nordpolar war, auf einen Pappkegel, und hängte ihn an der Spitze dieses Kegels im Inneren der Bügel des Apparates Fig. 97 so auf, dass die untere Fläche des Ringes an irgend einer Stelle, z. B. t, das Quecksilber im Quecksilbernapf i gerade berührte. Auf den Ring waren zwei concentrische Pappringe geklebt, so dass die Stelle t zwischen denselben lag. In den Zwischenraum zwischen denselben wurde Quecksilber gegossen, in welches das Ende des Drathes g gerade über t eingesenkt wurde. Der Ring setzte sich beim Durchleiten des Stromes durch den Apparat in Rotation. Man kann sich zur Erklärung dieser Rotation den magnetisirten Stahlring bestehend denken aus einzelnen radialen an einander gefügten Magneten. Derjenige unter diesen magnetischen Radien, durch den in jedem Moment der Strom selbst fliesst, wird freilich nicht bewegt, wohl aber die übrigen rechts und links von ihm befindlichen Radien des Ringes, von denen die einen von den über und unter dem Ringe befindlichen Theilen der Leitung angezogen, die anderen abgestossen werden. Es wäre daher eine irrthümliche Annahme, wenn man meinte, es sei diese Erscheinung ein Gegenbeweis gegen die von Ampère aufgestellte Behauptung (§. 105), dass ein Magnet und ein nicht fest mit ihm verbundener Leiter bei ihrer Rotation um einander 129

nicht sich durchschneiden können. Ein solches Verhältniss kommt in der That bei diesem Versuch gar nicht vor.

130 Man kann auch einen Magnet um seine eigene Axe durch einen Strom in Rotation versetzen.

Ein einfacher Apparat, der diese Rotation zeigt, ist folgender:

Der Magnetstab *NS* (Fig. 99) ist mittelst Stahlspitzen in den Stahllagern *b* und *k* eingesetzt. Das untere Lager ist mit Quecksilber gefüllt und steht mit der Klemmschraube *a* in Verbindung. In der Hälfte der Höhe des Magnetes bei *c* ist auf denselben eine Metallfassung aufgesetzt, von der ein Drath ausgeht, dessen Ende in die Quecksilberrinne *f* taucht,

Fig. 99.

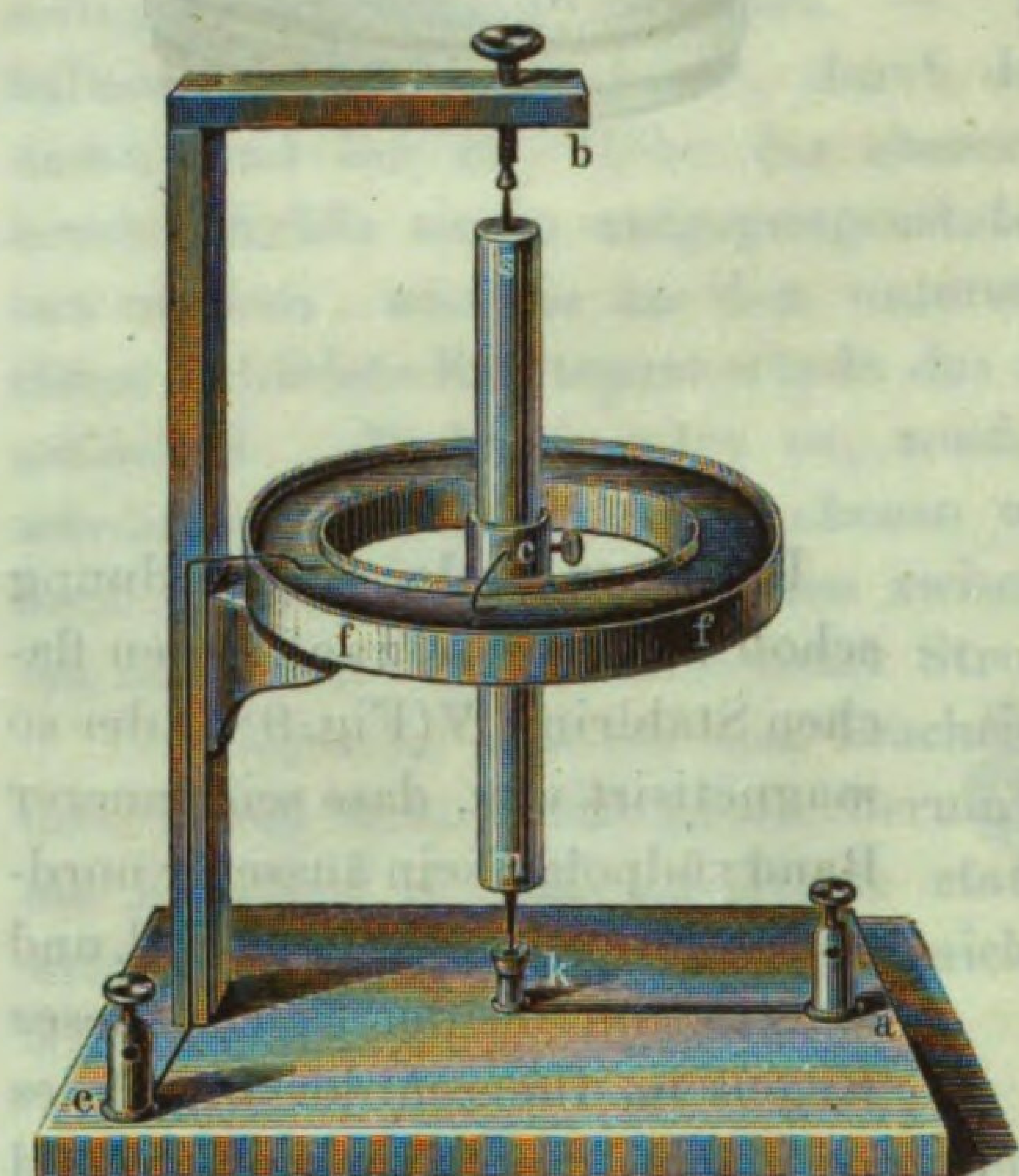
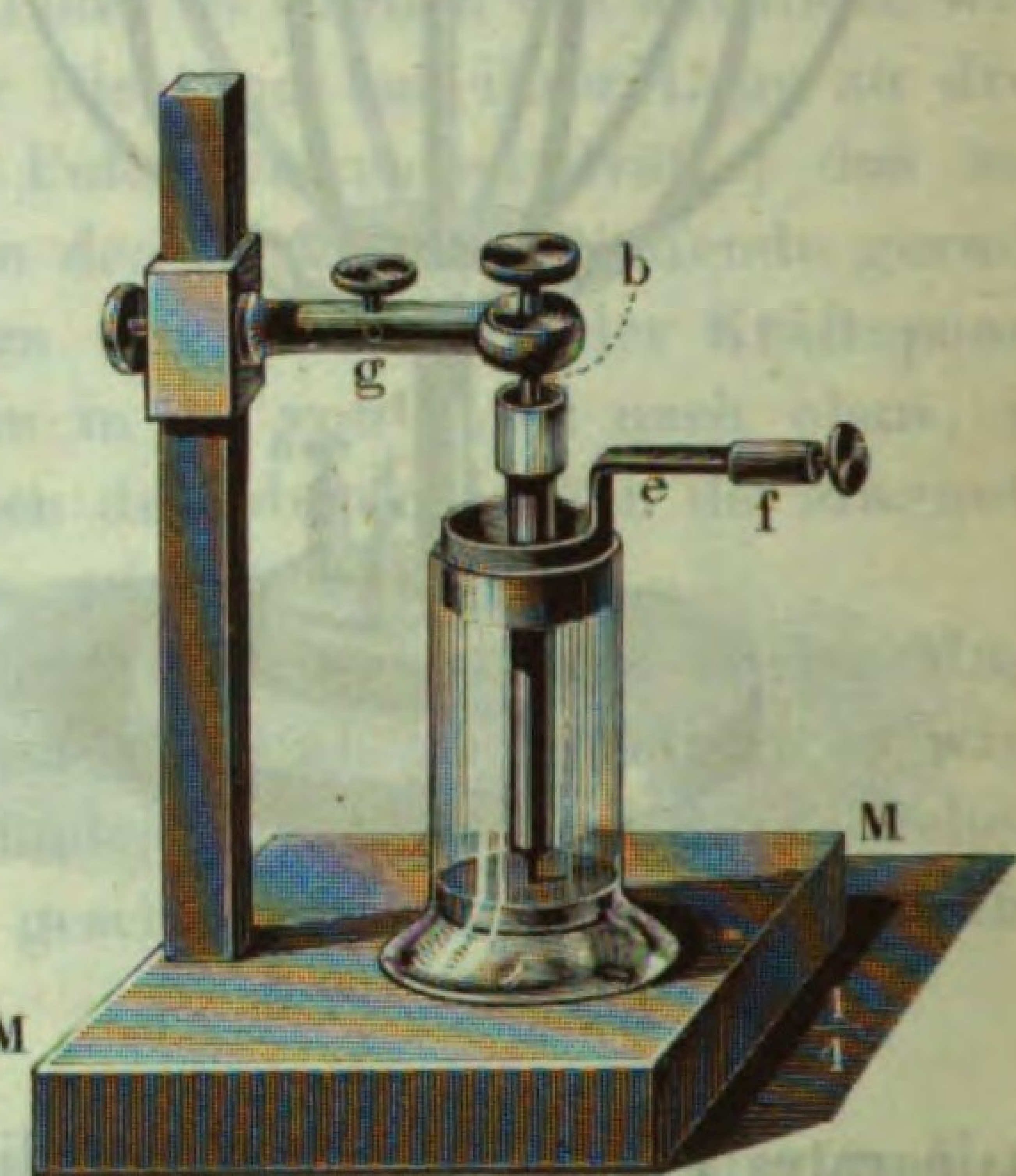


Fig. 100.

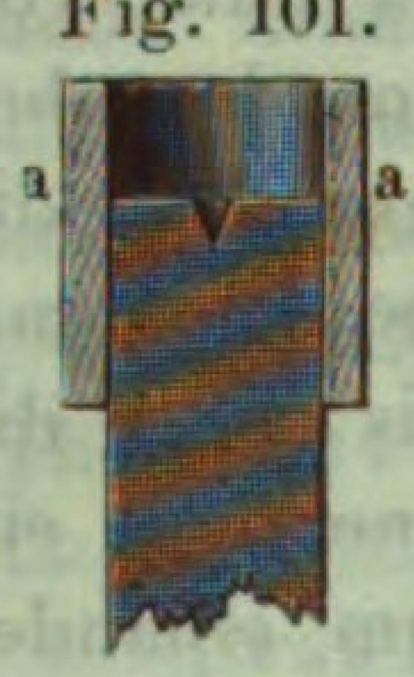


welche mit der Klemmschraube *e* verbunden ist. Verbindet man die Klemmen *a* und *e* mit den Polen der Säule, und fliesst hierbei der Strom von unten nach oben durch die Hälfte des Magnetes, ist der untere Pol desselben ein Nordpol, so rotirt er von oben gesehen entgegengesetzt der Bewegungsrichtung des Uhrzeigers.

Ein anderer Apparat ist folgender:

In ein mit Quecksilber gefülltes Glasgefäss, Fig. 100, wird ein verticaler Magnetstab eingesenkt, der unten mit einer kleinen Vertiefung auf eine auf den Boden des Gefässes gekittete Stahlspitze gestellt wird. Am oberen Ende des Magnetes wird vermittelst der Schraube *b* eine zweite Stahlspitze in eine Vertiefung des Magnets (Fig. 101) eingeschoben, so dass sich der Magnet zwischen beiden Spitzen um sich selbst drehen kann. Das obere Ende des Magnetes ist mit einem Holzringe *a* umgeben, in den Quecksilber hinein gegossen wird. In das Quecksil-

Fig. 101.



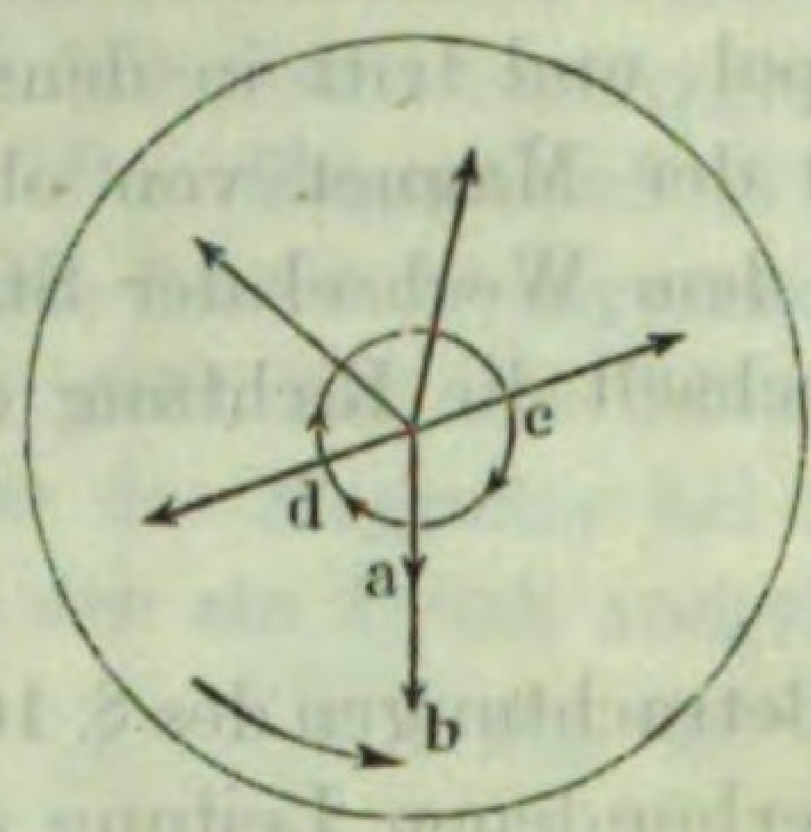
ber des Glasgefässes wird ein kupferner Ring *e* eingelegt, der mit dem einen Pol der Säule durch die Klemmschraube *f* verbunden wird. Eben so wird die Schraube *b* vermittelst der Klemmschraube *g* mit dem anderen Pol der Säule verbunden. Je nach der Richtung des Stromes und Stellung des Magnetes rotirt der letztere in der einen oder anderen Richtung. Ist z. B. der obere Pol des Magnetes ein Nordpol, und tritt in denselben von oberhalb der positive Strom ein, so rotirt der Magnet von oben gesehen in der Richtung des Uhrzeigers. — Mit dem Wechsel der Stromesrichtung und der Umkehrung des Magnetes wechselt die Richtung der Rotation.

Diese Rotationen folgen unmittelbar aus den Betrachtungen des §. 104. 131
Da die Enden der nicht mit dem Magnet fest verbundenen Leitung des Stromes nicht beide in seiner Axe liegen, so werden alle magnetischen Längsfasern durch die Einwirkung derselben rotiren. — Der durch den Magnet selbst gehende und mit ihm fest verbundene Stromestheil kann auf seine Rotation keinen Einfluss haben, da dieser nur innere Kräfte in dem festen System entwickeln kann. — Man könnte daher ebenso gut, wie man den Strom durch den Magnet selbst leitet, so auch durch denselben oder neben demselben einen von ihm isolirten mit ihm fest verbundenen Drath hinführen, dessen Enden an denselben Stellen mit der übrigen Leitung durch Quecksilbernäpfe communiciren, wie der Magnet selbst in den beschriebenen Apparaten. — Wenn wir nur die dem Magnet ganz zunächst liegenden und ausser ihm befindlichen Stromtheile betrachten wollten, so wird bei dem zuerst beschriebenen Apparat z. B. der durch den Drath *ak* und von da vertical von unten nach oben in der Richtung der Axe zu ihm hinfliessende Stromestheil seine Rotation in folgender Weise bedingen. Fliesst hier der positive Strom von *a* nach *k*, ist der untere Pol des Magnets ein Nordpol, so werden alle der Stromesbahn zunächst liegenden magnetischen Fasern, die nicht in der Verlängerung der Stromesbahn selbst liegen, so abgelenkt, dass ihr Nordende sich für einen den Magnet von unten betrachtenden im Stromesleiter befindlichen Beobachter nach links wenden. Die entgegengesetzte Wirkung des Stromes auf das entferntere Südende des Magnetes ist viel schwächer, so dass der Magnet entsprechend der ersteren Wirkung in Rotation kommt. — Aus den Betrachtungen des §. 104 ist ferner ersichtlich, dass das Drehungsmoment des Magnetes ein Maximum ist, wenn die Quecksilberrinne *f* des Apparates auf halber Höhe des Magnetes sich befindet, und die Rotation bei weiterem Heben der Rinne abnimmt; dass sie endlich aufhört, wenn man den Strom an einem Ende *k* des Magnetes eintreten, am anderen *b* desselben austreten lässt. — Dagegen wird sich die Rotation verstärken, wenn man den positiven Strom gleichzeitig von oben und unten in *k* und *b* in den Magnet eintreten lässt und ihn aus der auf halber Höhe des Magnetes befindlichen Quecksilberrinne weiter leitet.

Bei dem zweiten Apparat, Fig. 100, wirken auf den Magnet aus näch-

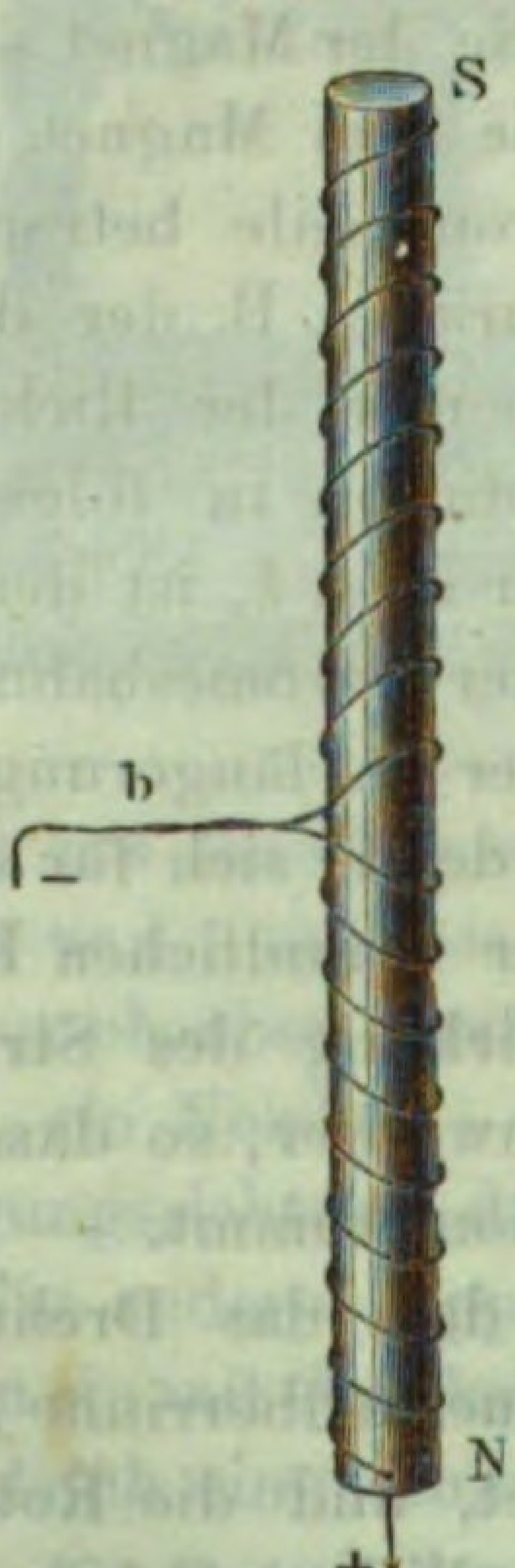
ster Nähe die in radialer Richtung von demselben aus durch das ihn umgebende Quecksilber strömenden Stromestheile. Denkt man sich hier den nach oben gekehrten Südpol des Magnetes, wie in Fig. 102 durch einen Kreisstom *c a d* ersetzt, und fliesst der positive Strom durch den Magnet zum Quecksilber, so wird stets eine Anziehung der einzelnen ausserhalb des Magnetes befindlichen radialen Theile des Stromes, z. B. *ab* gegen die eine Seite *d a* des Kreisstromes, eine Abstossung gegen die andere Seite *ac* desselben stattfinden, wodurch der Magnet in der Richtung *dac* um sich selbst rotiren muss, d. i. in demselben Sinne, wie die Rotation durch den senkrecht von oben zum Magnet geführten Stromestheil erfolgt.

Fig. 102.



132 Es ist von vornherein klar, dass man bei allen den in den §§. 124 bis 130 beschriebenen Versuchen Stahlmagnete statt der Elektromagnete verwenden kann, indem man die Stahlstäbe durch Eisenstäbe ersetzt, welche mit Drathspiralen umwickelt sind [1]). Es hat keine Schwierigkeit, die Drathverbindungen so herzustellen, dass derselbe Strom erst die Drathwindungen der Spiralen und dann die übrigen Theile des Rotationsapparates durchfliesst.

Fig. 103.



In dieser Art hat Sturgeon (l. c.) den um seine Axe rotirenden Magnet des Apparates, Fig. 99, durch einen Eisenstab *NS* (Fig. 103) ersetzt, der mit einer auf der oberen und unteren Hälfte entgegengesetzt gewundenen Spirale von übersponnenem Kupferdrath umwickelt war. Das obere und untere Ende der Spirale war an den Eisenstab gelöthet; von der Mitte derselben führte ein Drath *b* zur Quecksilberrinne des Apparates.

Der von unten in den Eisenstab eintretende Strom theilt sich hier; er durchläuft zum Theil die untere Hälfte der Spirale und tritt in *b* aus, zum Theil fliesst er durch den Eisenstab von *N* nach *S* und von da durch die obere Hälfte der Spirale wieder nach *b*. Der Stab erhält bei der angegebenen Richtung des Stromes unten einen Nordpol, oben einen Südpol und rotirt deshalb ganz entsprechend den in §. 130 gemachten Angaben. Die durch den Stab selbst fliessenden Antheile des

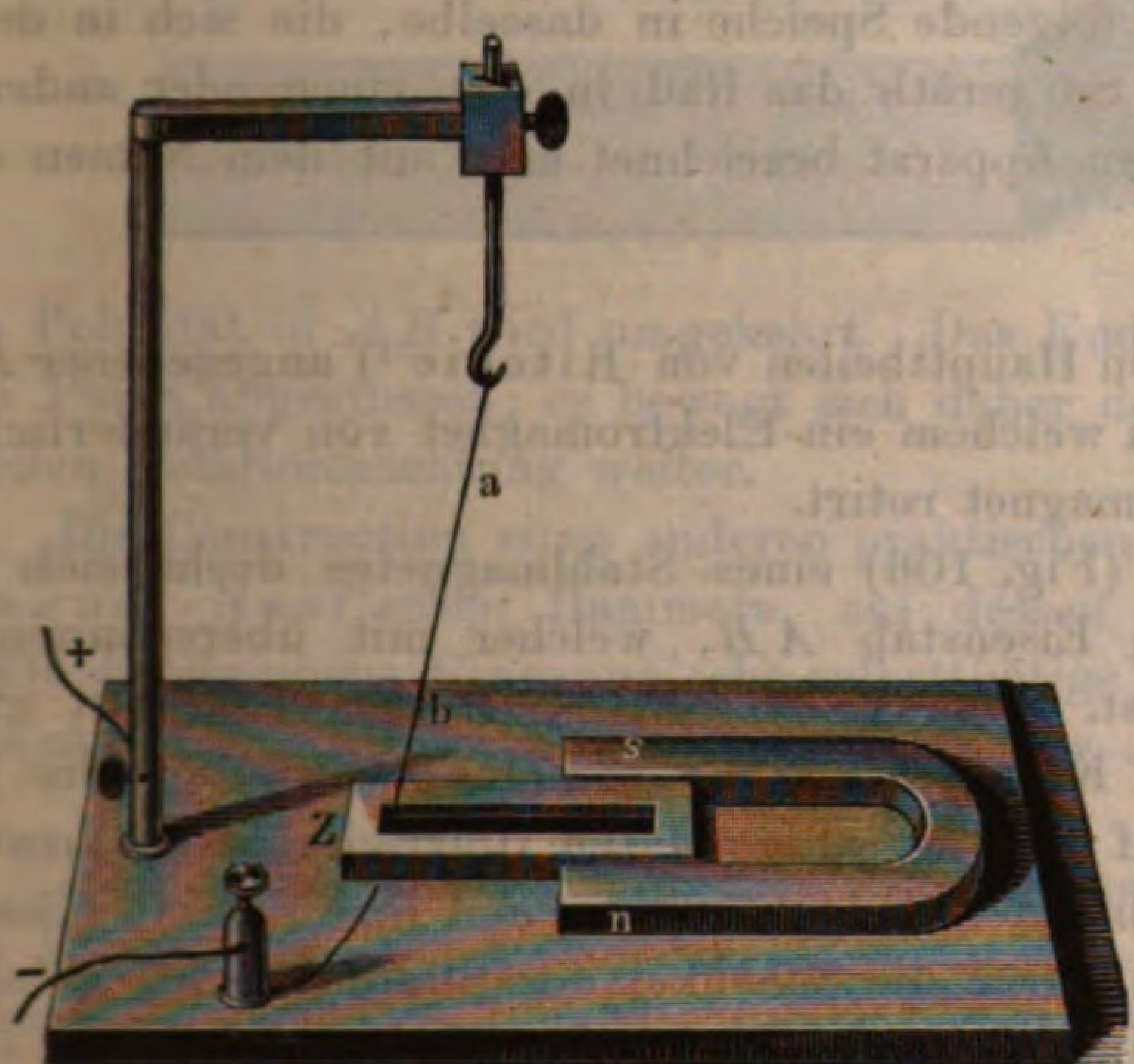
[1]) Sturgeon, Phil. Mag. T. XI, p. 194; Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 632. 1832 *

Stromes haben natürlich auf seine Rotation direct gar keinen Einfluss, da sie mit ihm fest verbunden sind.

Die im Vorigen beschriebenen Rotationsapparate beruhen alle auf 133
der Einwirkung von Magneten auf Stromestheile, die in sich nicht geschlossen sind. Dagegen kann bei unveränderlicher Leitung durch einen geschlossenen Stromkreis auf einen Magnet ebenso wenig wie durch die Einwirkung zweier Magnete auf einander eine continuirliche Bewegung erzielt werden (vgl. §. 105). Dennoch hat man solche Bewegungen in diesen beiden Fällen dadurch hervorgebracht, dass man durch geeignete Vorrichtungen, welche ähnlich wie die Steuerung der Dampfmaschine wirken, die Leitung des Stromes oder die Polarität der auf einander wirkenden Magnete änderte. — Auf diesem Princip beruhen die vielfach abgeänderten elektromagnetischen Bewegungsmaschinen, von denen wir einige im technischen Theile zu betrachten haben. Hier wollen wir nur einige wenige derselben anführen, welche namentlich zur selbstthätigen Unterbrechung des Stromes dienen.

Hängt man einen Drath *ab* (Fig. 104) an einer Oese vertical auf, so dass sein unteres Ende in die zwischen den Polen *ns* eines Hufeisenmagnetes befindliche Quecksilberrinne *z* vor der Ebene der Polflächen taucht und verbindet man das den Drath tragende metallene Gestell sowie die Quecksilberrinne mit den Polen einer Säule, so beginnt der Drath in der auf der Ebene der Magnetpole verticalen Ebene zu oscilliren. Geht der Strom durch den Drath von oben nach unten, so wird er bei der in der Zeichnung angegebenen Lage des Magnetes zwischen seine Pole hineingezogen, wie sich leicht ergiebt, wenn man die die Moleküle der Magnete umfliessenden Molekularströme an ihren Polen zu Kreisströmen vereint denkt.

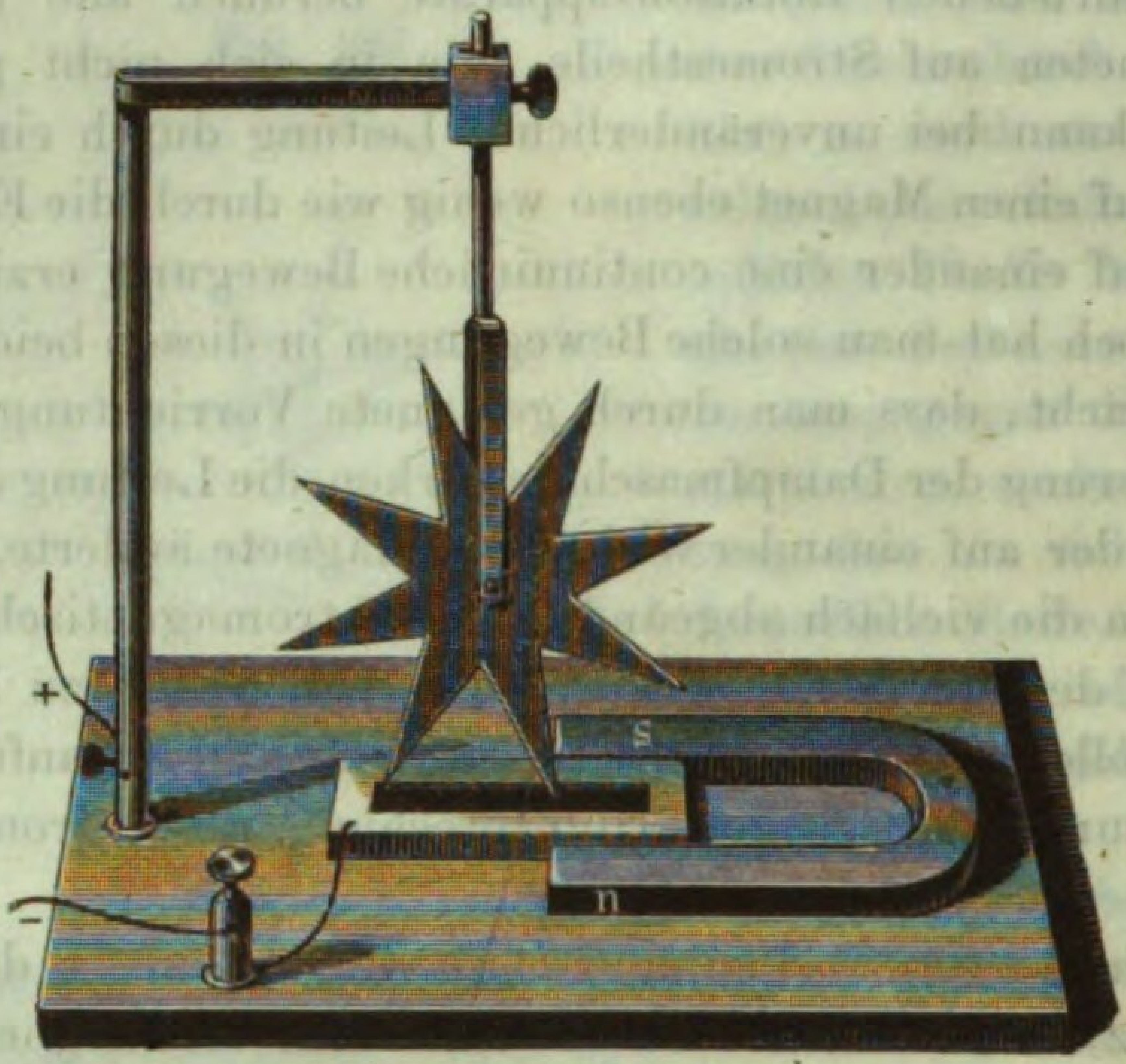
Fig. 104.



Durch diese Bewegung des Drathes schwingt er aus dem Quecksilber heraus; der Strom wird unterbrochen, der Drath fällt zurück und das Spiel beginnt von Neuem. Bei Umkehrung der Stromesrichtung im Drath oder Verwechselung der Pole des Magnetes bewegt sich der Drath hierbei nach der den Magnetpolen abgewendeten Seite.

Befestigt man ein sternförmiges metallenes Rad mit seiner Axe in einem Bügel, und lässt das Ende seiner einen Speiche gerade in die zwischen den Polen des Magnetes *ns* (Fig. 105) befindliche Quecksilberrinne eintauchen, so wird bei Verbindung des das Rad tragenden Bügels und der Quecksilberrinne wie bei dem oben beschriebenen Versuch die in das Quecksilber tauchende Speiche des Rades je nach der Stromesrichtung und Lage der Magnetpole zu den Magnetpolen hingezogen oder von ihnen fortgestossen. Sie hebt sich dadurch aus dem Quecksilber und dafür tritt die folgende Speiche in dasselbe, die sich in demselben Sinne fortbewegt. So geräth das Rad in dem einen oder anderen Sinne in Rotation. Diesen Apparat bezeichnet man mit dem Namen des Barlow'schen Rades [1]).

Fig. 105.



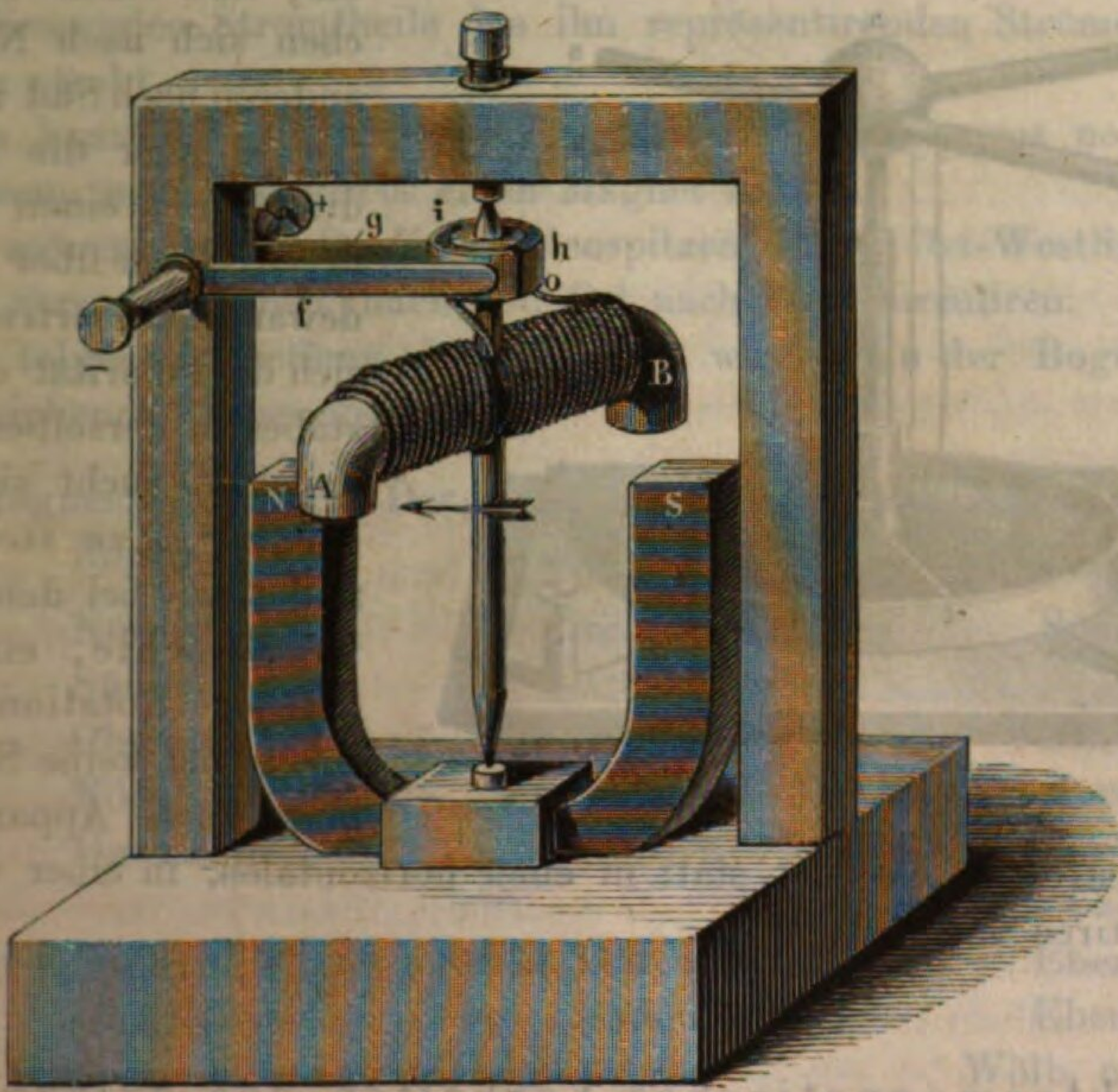
134 Ein anderer, in seinen Haupttheilen von Ritchie [1]) angegebener Apparat ist der folgende, bei welchem ein Elektromagnet von veränderlicher Polarität vor einem Stahlmagnet rotirt.

Vor den Polen *NS* (Fig. 106) eines Stahlmagnetes dreht sich an einer verticalen Axe ein Eisenstab *AB*, welcher mit übersponnenem Kupferdrath umwickelt ist. Die Enden dieses Drathes sind mit zwei halbcylindrischen Stücken Kupfer *h* und *i* verbunden, welche auf die Peripherie eines kleinen, auf der Axe aufgesetzten Holzrades aufgeschraubt sind, so jedoch, dass sie einander nicht berühren, und ihre Zwischenräume gerade um 90° gegen die durch die Schenkel des Stahlmagnetes gelegte verticale Ebene gedreht sind, wenn der Eisenstab *AB* in jener Ebene sich befindet. Gegen das Holzrad schleifen die Federn *f* und *g*, welche mit den Polen einer Säule verbunden sind. Tritt in die Feder *g* der positive Strom ein, so fliesst er durch das Kupferstück *h*, strömt bei *o* in den um Stab *AB* gewundenen Drath und fliesst sodann durch das Kupferstück *i* und Feder *f* weiter. Dadurch erhält der Eisenstab bei *B* einen Nord-, bei *A* einen Südpol. Der Stab *AB* dreht sich gegen den Magnet *NS*,

[1]) Barlow, On magnetic attraction. London 1823, p. 279; Bibl. univ. T. XX, p. 127. — [2]) Ritchie, Phil. Trans. 1833. Vol. II, p. 318; Pogg. Ann. Bd. XXXII, S. 538.

dass B sich dem Pol S nähert. Hat B diesen Pol erreicht, so tritt jetzt Feder g von dem Kupferstück h auf das Stück i, Feder f von i auf h;

Fig. 106.



die Polarität in AB wird umgekehrt. Das Ende B wird ein Südpol und von Pol S abgestossen; es bewegt sich daher der Stab AB in der bestehenden Rotationsrichtung weiter.

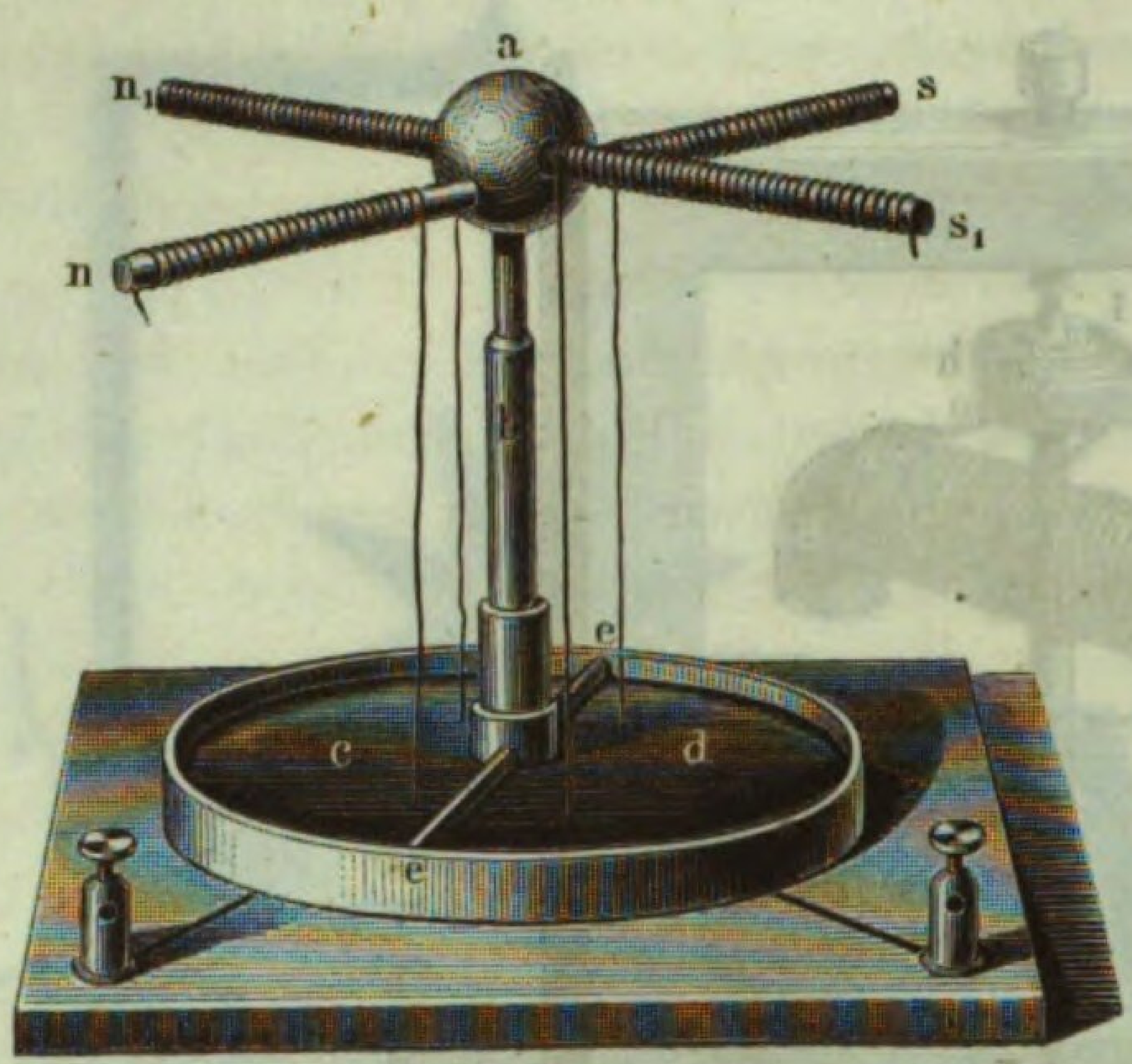
Die Construction eines anderen praktischen Apparates dieser Art, des Wagner-Neef'schen Hammers, auf dessen Einrichtung die Theil I, §. 305 beschriebene Siemens'sche selbstthätige Wippe beruht, werden wir im Capitel „Inductions-Elektromotoren" näher angeben.

Auch durch den Erdmagnetismus kann man continuirliche Rotationen 135
von Elektromagneten hervorbringen, wenn man zu geeigneten Zeiten ihre Polarität umkehrt. — Von den hierzu construirten Apparaten beschreiben wir nur den folgenden.

Durch eine Kugel a, Fig. 107 (a. f. S.), sind rechtwinklig gegen einander zwei horizontale Eisenstäbe ns und $n_I s_I$ gesteckt, welche mit übersponnenem Kupferdrath umwunden sind. Die Kugel ist auf einer verticalen Axe befestigt, welche sich in der Hülse b leicht dreht. Unter derselben befindet sich ein durch eine Scheidewand ee in zwei Abtheilungen c und d getheilter Quecksilbernapf, in welchen die vier Enden der die Eisenstäbe umgebenden Drathspiralen eintauchen. Die beiden Hälften des Quecksilbernapfes sind mit Klemmschrauben verbunden, zu denen man die Leitungsdräthe der Säule hinführt. Man stellt den Apparat so, dass die

Scheidewand des Quecksilbernapfes in der Ebene des magnetischen Meridians fällt. Der Strom theilt sich dann zwischen den Spiralen beider Eisenstäbe und magnetisirt sie; ihre einen Enden suchen sich nach Nord, die anderen nach Süd zu stellen. Sobald aber die Leitungsdräthe der einen oder anderen Spirale über die Scheidewand hinübertreten, kehrt sich die Polarität des Eisenstabes in derselben um und der Stab sucht sich entgegengesetzt zu stellen. So findet, wie bei dem Apparat von Ritchie, eine continuirliche Rotation statt [1]).

Fig. 107.



Es hat keine Schwierigkeit, solche Apparate auch so zu construiren, dass sie, statt in einer horizontalen, in einer verticalen Ebene rotiren [2]).

E. Elektromagnetisches Verhalten des galvanischen Lichtbogens.

136 Da der zwischen Kohlenspitzen erzeugte galvanische Lichtbogen sich wie die übrigen Leiter des Stromes verhält, so wird er durch die Einwirkung eines Magnetpoles abgelenkt, wie jene.

Liegen die Kohlenspitzen horizontal, so weicht hierbei der Lichtbogen nicht nur durch die Einwirkung des aufsteigenden Luftstromes nach oben aus, sondern er entfernt sich durch den Einfluss des Erdmagnetismus auch nach der einen oder anderen Richtung aus der durch die Kohlenspitzen gelegten senkrechten Ebene [3]).

Geht der Strom durch die Kohlenspitzen von:	so weicht der Scheitel des Bogens ab nach:
Nord nach Süd	Ost
West „ Ost	Nord
Süd „ Nord	West
Ost „ West	Süd.

1) Aehnlich v. Kramer, Pogg. Ann. Bd. XLIII, S. 304. 1838.* — 2) Vergl. v. Feilitzsch, Karsten's Encyclopädie, S. 333. — 3) Casselmann, Pogg. Ann. Bd. LXIII, S. 588. 1844*.

Man kann sich von dieser Ablenkung des Bogens leicht Rechenschaft geben, wenn man sich vorstellt, das unter demselben in der Erde ein Magnet in der Richtung der Inclinationsnadel liege, dessen Südpol nach Norden gekehrt ist, und der stets die in den einzelnen Theilen des Lichtbogens fliessenden Stromtheile den ihn repräsentirenden Strömen gleichzurichten strebt.

Man kann das magnetische Verhalten des Lichtbogens noch besser zeigen, wenn man ihm direct einen Magnet nähert.

Es mögen also z. B. die Kohlenspitzen in der Ost-Westlinie stehen und der Strom zwischen ihnen von Ost nach West circuliren.

Bei folgender Stellung des Magnetes wird dann der Bogen in der beigeschriebenen Weise abgelenkt.

Der Magnet steht zum Bogen:	Der Nordpol des Magnetes ist gerichtet nach:	Ablenkung des Bogens nach:
Nördlich	Süden	Süden
Südlich	Oben	„
Oberhalb	Norden	Schwach n. S.
Nördlich	Unten	Nord
Unterhalb	Norden	Nord Wölbung nach oben
Südlich	Unten	Ebenso. Stärk.
Oberhalb	Süden	Ebenso. Stärk. Wölb. nach unten
Nördlich	Oben	Süd. Wölbung nach unten.

Bedient man sich als Elektrode an der Stelle der einen Kohlenspitze eines Stahlstabes oder eines durch einen herumgeleiteten Strom magnetisirten Eisenstabes, so rotirt der Bogen um den Magnetstab. Diese Rotation wurde zuerst von Walker[2]) beobachtet. Er drückte den von dem negativen Pol einer Säule von 160 Daniell'schen Elementen kommenden Drath auf das nordpolare Ende eines Hufeisenmagnetes. Wurde dem Drath nun bis zur Schlagweite der vom positiven Pol kommende Drath genähert, so entstand ein Flammenbogen, der in derselben Richtung wie ein Uhrzeiger rotirte. Wurde der Südpol des Magnetes an Stelle des Nordpoles verwendet, so kehrte sich die Richtung der Rotation um. 137

Die Rotation des Lichtbogens findet in derselben Richtung statt, in der ein gegen den Pol des Magnetes senkrecht gerichteter von dem Strom durchflossener Leiter um ihn rotiren würde. Dies zeigen die folgenden Versuche, bei denen der den Lichtbogen erzeugende Strom von West nach Ost zwischen einer Kohlenspitze und einem Magnetstab als Elektroden floss.

1) Davy, Phil. Trans. 1821. Vol. II. p. 427;* Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 241.* — 2) Walker, Transact. London El. Soc. 1837 — 1840; Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 514. 1841.*

Stand der Magnetstab:	Und war der gegen den Bogen gerichtete Pol ein:	So war die Richtung der Rotation:
Westlich	Südpol	von Nord unten herum nach Süd
„	Nordpol	„ Süd „ „ „ Nord
Oestlich	Südpol	„ Nord „ „ „ Süd
„	Nordpol	„ Süd „ „ „ Nord.

Wenn die beiden Elektroden aus Eisen sind und (gleichviel in welchem Sinne) magnetisirt, muss man sie viel weiter einander nähern, damit der Lichtbogen zwischen ihnen zu Stande kommt, als wenn sie nicht magnetisirt sind, da nun der Bogen eine seitliche Ausbiegung und dadurch bei gleichem Abstande der Elektroden eine grössere Länge erhält.

Lässt man entsprechend den Lichtbogen zwischen zwei Eisenspitzen sich bilden, und umgiebt beide mit Spiralen von dickem Kupferdrath, so hört im Moment des Durchleitens des Stromes durch letztere, also beim Magnetisiren der Spitzen der Bogen auf; er stellt sich aber wieder her, wenn man gleich darauf, ehe noch die Spitzen erkaltet sind, den magnetisirenden Strom unterbricht. Zugleich beobachtet man beim Magnetisiren der Elektroden eine Veränderung der äusseren Erscheinung des Bogens selbst, und zwar treten diese besonders stark hervor beim Magnetisiren der positiven Elektrode, deren Materie, wenigstens unter gewissen Bedingungen (Th. I., §. 506 u. flgde.), vorzüglich an der Bildung des Lichtbogens Antheil hat. Man bemerkt dann auch in dem Augenblick, wo der Lichtbogen sich herstellt, ein zischendes, starkes Geräusch.

Die nämlichen Erscheinungen zeigen sich bei Anwendung von Elektroden von nicht magnetischen Metallen, welche zwischen die Pole eines starken Elektromagnetes gebracht werden.

138 Stellt man zwischen einer auf den einen Pol des Magnetes gelegten und mit dem positiven Pol einer Säule verbundenen Platinplatte und einer darüber gestellten Platinspitze als negativen Elektrode den Lichtbogen her, so hört man beim Schliessen des den Magnet magnetisirenden Stromes ein Zischen.

Die Entfernung von Spitze und Platte, bei der der Bogen aufhört zu erscheinen, ist kürzer, und auf der Platinplatte erscheint ein grösserer blauer Fleck, als ohne Anwendung des Magnetismus.

Bei Umkehr der Richtung des Stromes im Lichtbogen neigt sich der Lichtbogen in schräger Richtung gegen den Rand der Platte, zerreisst oft mit knallendem Geräusch, und verschiebt sich in Folge der elektromagnetischen Rotation. Platten und Spitzen von Silber, Kupfer zeigen dieselben Erscheinungen, nur zeigt sich, wenn die Platten als negative Elektroden dienen, nach dem Versuch ein spiralförmiger Fleck auf den-

[1]) De la Rive, Phil. Trans. 1847. T. I, p. 37;* Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 280.*

selben, welcher bei der Rotation des Bogens durch geschmolzenes Metall auf ihnen verzeichnet ist, und der in feine Verästelungen, ähnlich denen der positiven Lichtenberg'schen Figuren, ausläuft. Ist die Platte negativ, so bildet sich auf ihr nur ein kleinerer runder Fleck, auf dem an irgend einer Stelle eine der Richtung der Rotation des Bogens entsprechende Curve heraustritt.

Bei Anwendung zweier Spitzen als Elektroden hört man ein zischendes oder ein knatterndes Geräusch, je nachdem der Lichtbogen continuirlich ist oder oft unterbrochen wird. Man hört das Zischen deutlicher, wenn die positive Spitze sich leicht zertheilt. Wendet man daher eine Spitze von Platin und eine Spitze von Kupfer als Elektroden an, so tritt es stärker hervor, wenn die positive Spitze von Platin ist, welche sich durch den Strom viel stärker erhitzt, als die Kupferspitze. Ist letztere positiv, so hört man mehr das knatternde Geräusch, welches indess beim Erhitzen derselben bis zum anfangenden Schmelzen dem zischenden Tone Platz macht. Ohne Anwendung des Magnetismus hört man das Geräusch nicht. — De la Rive glaubt deshalb, dass dasselbe durch molekulare Veränderungen bedingt sei, welche die dünnen von den Elektroden losgetrennten Schichten, die den Lichtbogen bilden, in Folge der Magnetisirung erleiden. — Sehr wohl scheint indess zum grossen Theil auch die elektrodynamische Wirkung des Magnetes auf die vom Strom durchflossene und sich von den Elektroden trennende Materie des Lichtbogens diese Erscheinungen bedingen zu können, indem dieselbe durch den Einfluss des Magnetes in Rotation versetzt und nach aussen geschleudert wird, und so schneller sich von den Elektroden entfernt, leichter ihre Continuität verliert und unter Detonationen zerreisst.

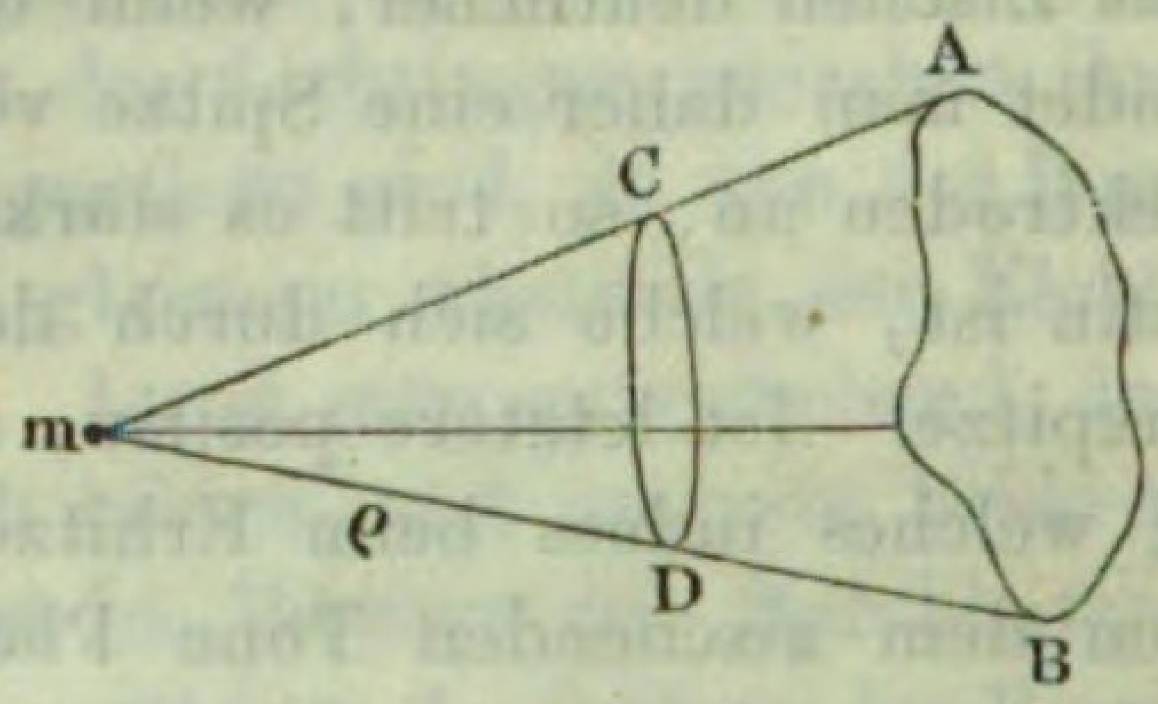
VII. Berechnung der Wirkung geschlossener Ströme auf einen Magnetpol.

Mit Hülfe der in den vorigen Paragraphen gegebenen Sätze können 139
wir die Wirkung jedes beliebigen geschlossenen Stromes auf einen Magnetpol berechnen.

Diese Berechnung kann auf eine doppelte Weise geschehen. Einmal können wir die Componenten der Wirkung eines einzelnen Elementes des Stromes auf den Magnetpol nach dem Biot-Savart'schen Gesetz bestimmen, und durch Integration über alle Elemente die Componenten der Wirkung des ganzen Stromes erhalten. Sodann aber können wir auch denselben stets durch ein System unendlich kleiner geschlossener Ströme von gleicher Intensität i wie der gegebene Strom ersetzen, deren Flächenräume λ einander gleich sind, und die irgend eine beliebige, von dem Strome um-

grenzte Fläche bedecken. Für jeden dieser kleinen Ströme können wir einen auf seiner Ebene senkrechten Magnet setzen, dessen Moment $M = \frac{1}{2}\, i\lambda$ ist (§. 97). Die Wirkung des ganzen geschlossenen Stromes lässt sich sonach durch die Wirkung zweier unendlich nahe an einander liegender, mit entgegengesetzten magnetischen Fluidis beladener Flächen darstellen. Denken wir durch den Pol m und den Umkreis des Stromes AB eine Kegelfläche mAB gelegt, und um den Pol m eine Kugel mit dem Radius ϱ beschrieben; so schneidet diese die Kegelfläche in einem Segment CD. Wir können dann den zwischen dem Segment CD und Strom AB liegenden Theil der Kegelfläche sammt dem Segment CD als die Fläche annehmen, welche von den den Strom AB ersetzenden unendlich kleinen geschlossenen Strömen bedeckt ist. Setzen wir an Stelle dieser Ströme kleine Magnete, die auf ihnen senkrecht stehen, so üben die auf der Kegelfläche $CDAB$ befindlichen Magnete keine Wirkung auf den Pol M aus und es bleibt nur die Wirkung der auf dem Kugelsegment CD befindlichen Magnete.

Fig. 108.



Die einen Pole N dieser Magnete befinden sich auf dem Kugelsegment CD selbst. Die anderen Pole S auf einer, um die Länge $\delta\varrho$ von dieser Kugelfläche entfernten concentrischen Fläche. Wollten wir die Wirkung dieser Pole S auch auf die Oberfläche des Kugelsegmentes übertragen, so müssten wir die Quantität des magnetischen Fluidums derselben in demselben Verhältniss abnehmen lassen, als ihre Einwirkung auf m bei ihrer Annäherung zunimmt; d. i. im Verhältniss von $\frac{(\varrho + \delta\varrho)^2}{\varrho^2}$.

Ist die Quantität des Fluidums der Magnetpole N auf der Einheit der Fläche der Kugelfläche gleich f, so ist also die auf dieselbe Fläche übertragene Quantität des Fluidums der Pole S gleich $f\frac{\varrho^2}{(\varrho + \delta\varrho)^2}$. Die Wirkung der Flächeneinheit der Kugeloberfläche auf den Magnetpol m entspricht der Differenz der Wirkungen der Fluida der beiden Pole, also mit Vernachlässigung der die höheren Potenzen von $\delta\varrho$ enthaltenden Glieder:

$$f\left(1 - \frac{\varrho^2}{(\varrho + \delta\varrho)^2}\right) = f\frac{2\,\delta\varrho}{\varrho}.$$

Auf dem Flächenelement $\varrho^2 du$ ist also das Quantum des wirksamen Magnetismus

$$2f\varrho\,\delta\varrho\,du.$$

Da dieser Magnetismus auf den Magnetismus des Poles m nach dem Gesetz des umgekehrten Quadrates der Entfernung wirkt, können wir die

Componenten der Wirkung des ganzen Kugelsegmentes CD, d. i. also die Wirkung des Stromes AB finden, indem wir die Potentialfunction von CD auf m

$$V = \int \frac{2f\varrho\,\delta\varrho\,du}{\varrho} = 2f\delta\varrho \int du$$

bilden. Der Werth $2f\delta\varrho$ ist constant, und zwar der Intensität i des Stromes AB proportional.

Der Werth $\int du$ ist die Oberfläche des Kugelsegmentes CD, welcher dem Radius $r = 1$ entspricht. Man erhält also die Potentialfunction V, indem man die Intensität des Stromes mit dem körperlichen Winkel des Kegels multiplicirt, dessen Spitze der Pol m, dessen Basis der Strom AB ist. Differenziren wir diese Potentialfunction nach den Coordinaten x, y, z partiell, so erhalten wir die entsprechenden Componenten der Wirkung des Stromes AB auf den Pol m [1]).

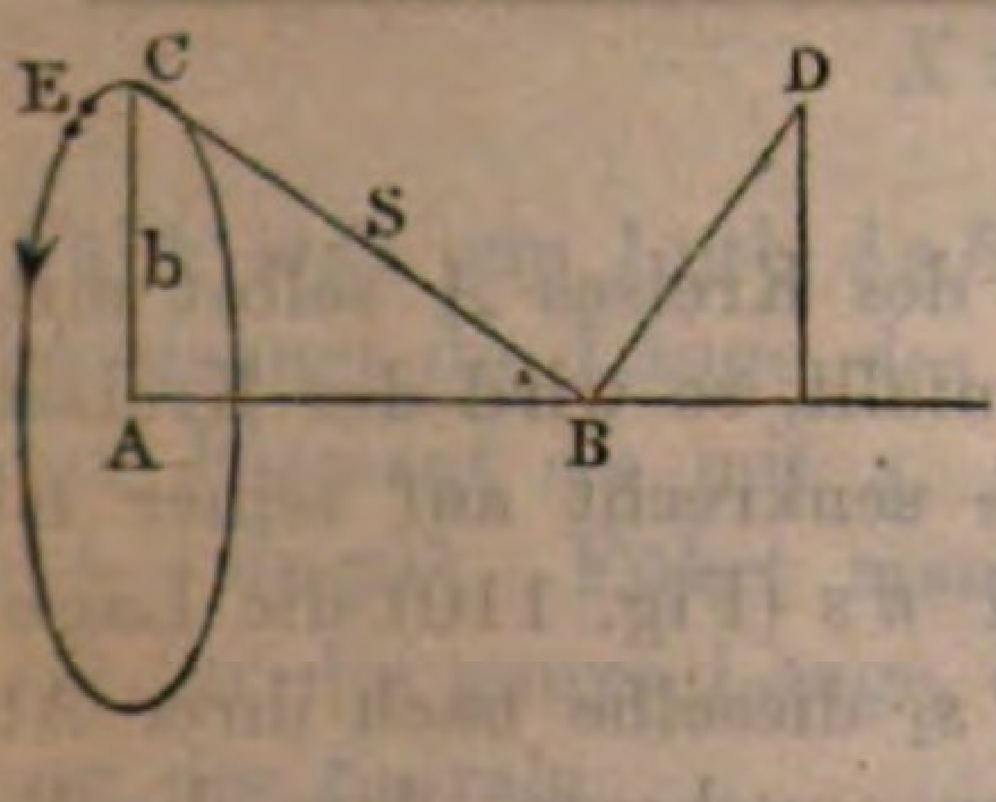
Eine Ausführung der Berechnung der Wirkung verschieden gestalteter geschlossener Ströme auf einen Magnetpol ist hiernach nur Aufgabe der Mathematik. Dieselbe hat indess nur in wenigen speciellen Fällen ein physikalisches Interesse. Wir wollen deshalb nur einige der wichtigsten dieser Fälle näher betrachten.

Die Einwirkung eines kreisförmigen Stromes auf ein in der Axe desselben liegendes magnetisches Theilchen berechnet sich in folgender Weise. Es sei: 140

der Radius des kreisförmigen Stromesleiters AC	$= b$
das Bogenelement desselben CE	$= b\,d\varphi$
die Intensität des ihn durchfliessenden Stromes	$= i$
der Abstand des magnetischen Theilchens B von dem Mittelpunkt des Stromleiters AB	$= x$
das magnetische Fluidum des Theilchens B	$= \mu$.

Die Richtung der Wirkung des Elementes $r\,d\varphi$ auf das magnetische Theilchen steht senkrecht auf der Ebene CEB. Nehmen wir an, das magnetische Fluidum in B sei nordmagnetisch, so wird dasselbe, wenn der Strom durch den Kreis A in der Richtung des Pfeiles strömt, in der Richtung BD angetrieben.

Fig. 109.



Die Wirkung selbst ist entsprechend dem Werth

$$c \cdot \frac{i\,\mu\,b\,d\varphi}{CB^2} = c\,\frac{i\mu b\,d\varphi}{b^2 + x^2}\,.$$

[1]) Gauss, Resultate des magn. Vereins. 1838. S. 51.*

Zerlegt man diese Wirkung in zwei auf einander rechtwinklige Componenten, von denen die eine in der Richtung der Axe AB, die andere senkrecht gegen dieselbe wirkt, so ist die erstere

$$c\,\frac{i\mu\,b\,d\,\varphi}{b^2+x^2}\cdot\frac{b}{\sqrt{b^2+x^2}}=\frac{c\,i\mu\,b^2\,d\,\varphi}{(b^2+x^2)^{3/2}}\,.$$

Die Gesammtwirkung des ganzen Stromleiters AC erhält man durch Integration innerhalb der Grenzen 0 und 2π. Sie ist

$$\frac{2\pi c\,i\mu\,b^2}{(b^2+x^2)^{3/2}}.$$

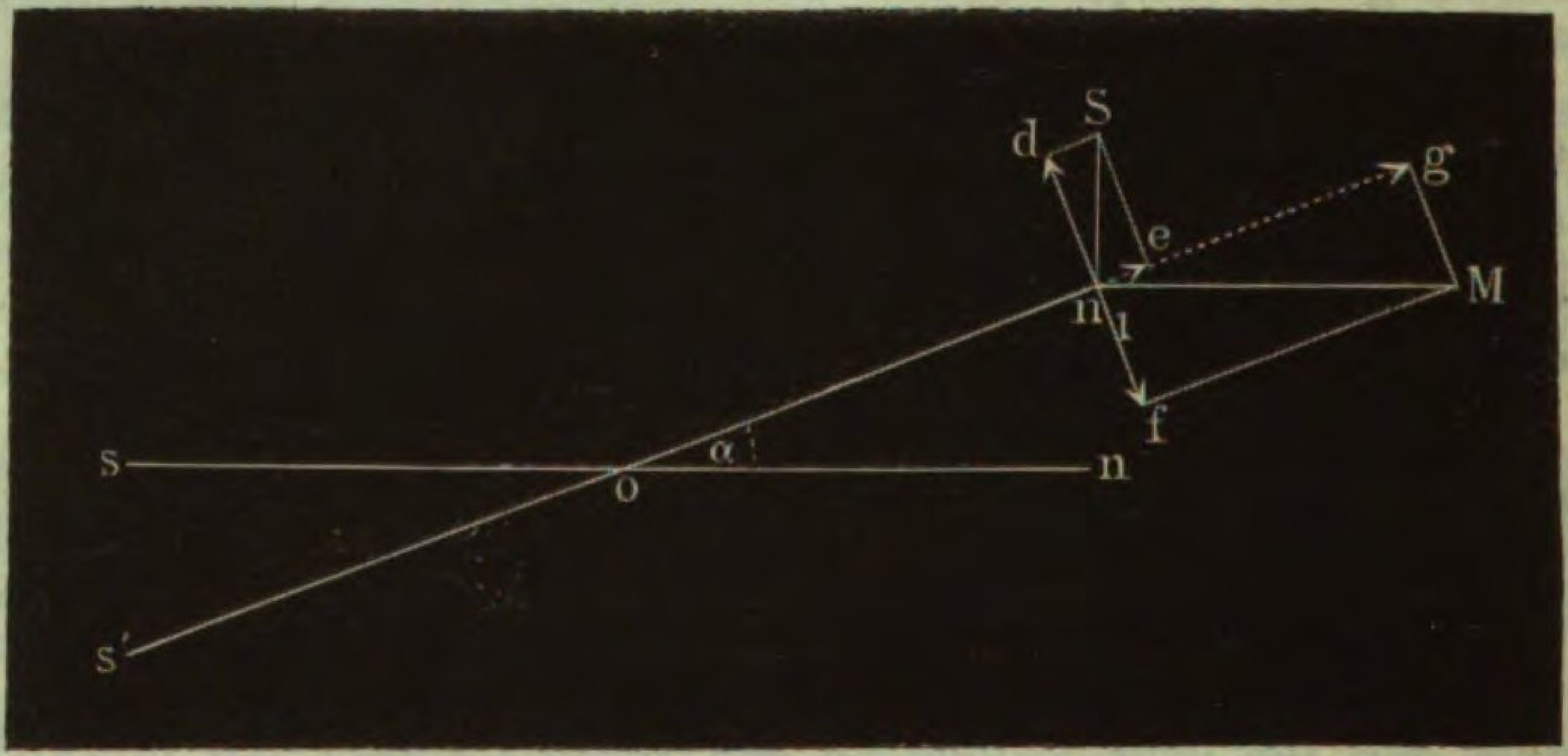
Die gegen die Axe AB verticalen Componenten der einzelnen Theile des Stromes in dem Leiter A heben sich alle gegenseitig auf, so dass als Gesammtwirkung nur jene Componente in der Richtung der Axe übrig bleibt.

Liegt das magnetische Element in der Mitte des Kreisstromes, so ist $x=0$, und es bleibt die Wirkung

$$\frac{2\pi c\,i\mu}{b}.$$

141 Ist nun das magnetische Theilchen der Nord- oder Südpol einer im Punkt B oder auch in Mitten des Kreises A (Fig. 109) befindlichen sehr klei-

Fig. 110.



nen Magnetnadel $n_1 s_1$, während die Ebene des Kreises A selbst mit der Ebene des magnetischen Meridians zusammenfällt, so wird der Kreisstrom auf beide Pole mit Kräften wirken, welche senkrecht auf seiner Ebene oder auf der des Meridians wirken. Es sei ns (Fig. 110) die Lage der Magnetnadel im magnetischen Meridian, $n_1 s_1$ dieselbe nach ihrer Ablenkung durch den Strom. Wir wollen ferner annehmen, dass die Resultante Sn_1 der ablenkenden Wirkungen des Kreisstromes sich wegen der Kleinheit der Nadel nach Grösse und Richtung bei dieser Ablenkung nicht ändere, also stets senkrecht auf der Ebene des magnetischen Meridians

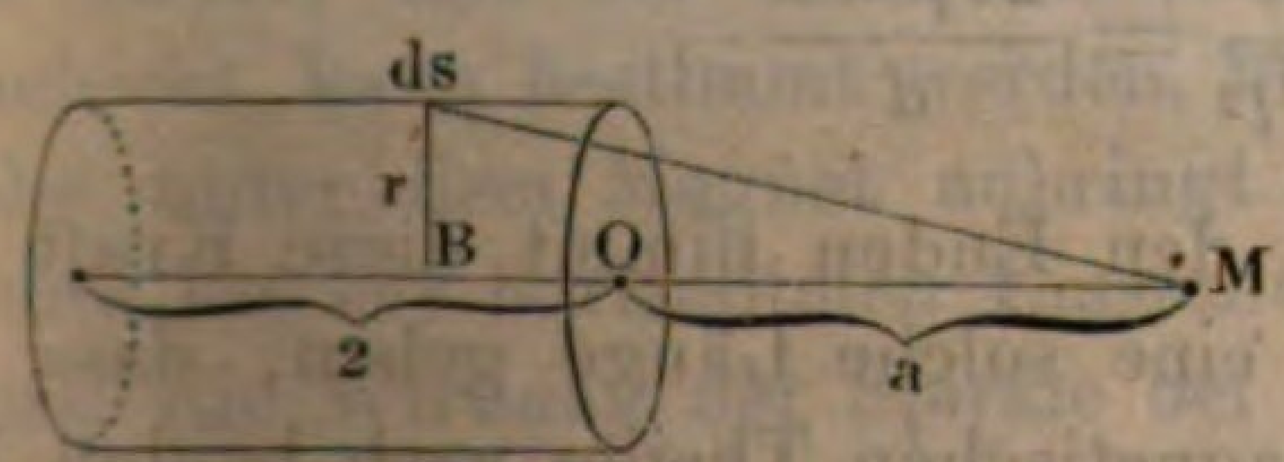
wirke. Es wird dann der Nordpol der Nadel n_1 zugleich durch die Kraft des Erdmagnetismus in der Richtung $n_1 M$ gezogen, welche dem magnetischen Meridian parallel ist. Es mögen Sn_1 und $n_1 M$ auch der Grösse nach die wirkenden Kräfte des Stromes und des Erdmagnetismus darstellen. Soll die Nadel nach ihrer Ablenkung in Ruhe sein, so müssen die auf dieselbe durch beide Kräfte ausgeübten Drehungsmomente gleich sein. Zerlegt man dieselben daher in je zwei Componenten $n_1 e$ und $n_1 d$, $n_1 g$ und $n_1 f$, von denen die einen mit der Richtung $o n_1$ der Nadel zusammenfallen, die andern auf ihr derselben senkrecht stehen, so muss $n_1 d = n_1 f$ sein. Ist der Ablenkungswinkel der Nadel α, so ist $n_1 d = S n_1 \cos\alpha$, $n_1 f = n_1 M \sin\alpha$, d. i. $S n_1 = n_1 M tg\,\alpha$. Dieselbe Betrachtung würde auch für die auf den Südpol der Nadel wirkenden Kräfte gelten.

Die Intensität des Stromes ist also der Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel proportional.

Wir wollen ferner die Wirkung einer geraden und cylindrischen Drathspirale auf ein in ihrer Axe befindliches magnetisches Theilchen M, Fig. 111, berechnen [1]). 142

Die Länge der Spirale sei $2l$, ihr Radius r, die Länge des auf die Spirale gewundenen Drathes sei S, die Neigung der einzelnen Elemente desselben gegen die auf der Axe der Spirale verticale Ebene, welche an allen Stellen der Spirale gleich sei, gleich φ, der Abstand des magnetischen Theilchens von der ihm zunächst gelegenen Grundfläche O der Spirale gleich $MO = a$.

Fig. 111.



Es sei die Verbindungslinie eines Elementes ds der Spirale mit M gleich e. Da nun die auf der Axe verticale Componente des Elementes ds gleich $ds\cos\varphi$ ist, so ergiebt sich die Wirkung dieser Componente in der Richtung der Axe, welche allein bei der Summation der Wirkungen sämmtlicher Elemente in Betracht kommt,

$$X = \frac{i\mu\, ds\, r \cos\varphi}{e^3}.$$

Fällt man ein Loth dsB vom Element ds auf die Axe der Spirale und bezeichnet die Länge des Drathes derselben von der Grundfläche O bis zum Element ds mit s, so ist $BO = a + s\sin\varphi$, also $e^2 = r^2 + (a + s\sin\varphi)^2$. Führt man diesen Ausdruck in X ein und integrirt nach ds für die ganze Länge des Drathes, so erhält man die Gesammtwirkung der Spirale

1) Haedenkamp, Pogg. Ann. Bd. LXXVIII, S. 58. 1849.*

$$(X) = i\mu r \cos\varphi \int_0^S \frac{ds}{\sqrt{r^2 + (a + s\sin\varphi)^2}^3}$$

$$= \frac{i\mu}{r}\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\left\{\frac{a + S.\sin\varphi}{\sqrt{r^2 + (a + S.\sin\varphi)^2}} - \frac{a}{\sqrt{r^2 + a^2}}\right\}$$

In diesem Ausdruck können wir $S\sin\varphi = 2l$ setzen. — Ist die Neigung der Spiralwindungen gegen die auf der Axe der Spirale senkrechte Ebene klein, so ist nahezu $\cos\varphi = 1$. Ist ferner die Zahl der Windungen n, so ist $S = 2r\pi n$, also in diesem Fall

$$(X) = \frac{i\mu\pi n}{l}\left\{\frac{a + 2l}{\sqrt{r^2 + (a + 2l)^2}} - \frac{a}{\sqrt{r^2 + a^2}}\right\} \ldots . (1)$$

Zieht man von M nach der Peripherie der beiden äussersten Windungen der Spirale zwei Linien, welche mit ihrer Axe die Winkel ψ und ψ_1 machen, so ist dann auch

$$(X) = \frac{i\mu\pi n}{l}(\cos\psi - \cos\psi_1) \ldots\ldots (2)$$

Liegt das magnetische Theilchen im Mittelpunkt der Spirale, so ist die Wirkung der Spirale, wie sich leicht durch Differentiation des obigen Ausdruckes ergiebt, im Maximum. In diesem Fall ist $a = -l$. Ist die Diagonale der Spirale $2d$, so wird $d^2 = r^2 + l^2$, also

$$(X_m) = \frac{2i\mu\pi n}{\sqrt{r^2 + l^2}} = \frac{2i\mu\pi n}{d}.$$

Von der Mitte der Spirale nach den Enden nimmt diese Kraft ab. Man kann indess der Spirale leicht eine solche Länge geben, dass bei einer gewissen Verschiebung b des magnetischen Theiles nach beiden Enden der Spirale die Kraft nur um einen bestimmten kleinen Theil abnimmt. Setzen wir dann in die Formel 2) für $\cos\psi$ und $\cos\psi_1$ die Werthe ein, so erhalten wir

$$(X) = \frac{i\mu\pi n}{l}\left\{\left(1 + \frac{r^2}{(l+b)^2}\right)^{-\frac{1}{2}} + \left(1 + \frac{r^2}{(l-b)^2}\right)^{-\frac{1}{2}}\right\}.$$

Setzen wir $l = \sqrt{d^2 - r^2}$, $\varrho = \frac{r}{d}$, so können wir diesen Ausdruck in eine Reihe nach Potenzen von ϱ entwickeln. Ist r gegen l und d klein, so kann

$$\sqrt{1 - \varrho^2} = 1 - \frac{1}{2}\varrho^2,\quad \frac{1}{\sqrt{1 - \varrho^2}} = 1 + \frac{1}{2}\varrho^2$$

gesetzt werden, und es wird:

$$(X) = \frac{2i\mu\pi n}{d}\left(1 - \frac{3d^2 - b^2}{2(d^2 - b^2)^2}\varrho^2 b^2 + \cdots\right)$$

Wir können uns nun die Aufgabe stellen, dass die Wirkung (X) auf den um b von der Mitte der Axe der Spirale entfernten Punkt μ von der

Wirkung $\frac{2 i \mu \pi n}{d}$ in der Mitte selbst nur um einen bestimmten aliquoten Theil m differire. Dann muss

$$m = \frac{3d^2 - b^2}{2(d^2 - b^2)^2} \varrho^2 b^2$$

sein, oder

$$\frac{b^2}{d^2} = 1 + \frac{\varrho^2}{4m + 2\varrho^2}\left(1 \pm \sqrt{\frac{16m}{\varrho^2} + 9}\right).$$

Hieraus ergiebt sich, dass wenn die Spirale etwa 40mal so lang ist, als ihr Durchmesser beträgt, auf über $\frac{7}{8}$ ihrer Länge die Wirkung auf einen in ihrer Axe befindlichen Magnetpol nur um $\frac{1}{100}$ wechselt, und auf über $\frac{2}{3}$ ihrer Länge nur um $\frac{1}{1000}$ [1].

Hängt man an einem Wagebalken über einer mit ihrer Axe vertical gestellten Spirale einen Magnetstab vertical auf, und leitet durch die Spirale einen Strom, so werden die Wirkungen desselben auf beide Pole des Magnetstabes entgegengesetzt sein und sich von einander subtrahiren. Fliesst durch die Spirale der Strom (von oben gesehen) in der Richtung des Uhrzeigers, ist der untere, der Spirale nähere Pol des Magnetes ein Nordpol, so wird die Wirkung der Spirale auf diesen Pol die auf den andern Pol überwiegen, der Magnet wird in die Spirale hineingezogen. Die Kraft, mit der dies bei verschiedener Entfernung des Magnetes geschieht, kann bestimmt werden, indem man die Spirale in verschiedener Höhe unter dem Magnet anbringt und den Wagebalken durch Gegengewichte bis zur horizontalen Einstellung belastet. Man findet dann, dass zuerst die Wirkung der Spirale bei Annäherung des Magnetes an dieselbe zunimmt, dass sie dann aber, wenn der Magnet in das Innere derselben eintritt, abnimmt, bis der Mittelpunkt des Magnetes auf halber Höhe der Spirale steht. In dieser Lage sind die Kräfte, durch welche die beiden Pole des Magnetes nach den beiden Enden der Spirale gezogen werden, gleich gross. Wird der Magnet noch weiter gesenkt, so wird er im Gegentheil in die Höhe gezogen, so dass er die eben bezeichnete Stellung einzunehmen strebt, indem nun sein oberer Pol stärker nach oben, als sein unterer nach unten gezogen wird. 143

Diese Resultate ergeben sich unmittelbar aus den Betrachtungen des vorigen Paragraphen. Auch durch einige Versuche sind sie von v. Feilitzsch [2]) bestätigt worden. Er verwendete bei denselben einen kleinen 23,678 Grm. schweren Magnetstab von 101 Millimeter Länge und 20,3 Millimeter Durchmesser, der über einer Spirale von 126 Windungen Kupferdrath, 295 Millimeter Länge und 129 Millimeter inneren Umfang, aufgehängt war. Die folgende Tabelle giebt einige der erhaltenen Resul-

[1]) W. Weber, Elektrodyn. Maassbest. Th. III, S. 546.* — [2]) v. Feilitzsch, Karsten's Encyclopaedie. p. 81.*

tate. In derselben bezeichnet a den Abstand der Mitte des Magnetes von der Mitte der Spirale in Millimetern, g das bei der Anziehung des Magnetes durch die Spirale zum Aequilibriren des Wagebalkens erforderliche Gegengewicht in Milligrammen:

a.	g.
187	190
167	382
147	493
127	474
107	313
87	115
67	32
47	16
27	11
0,7	2
— 1,3	— 1

Befindet sich der Magnet bei diesen Versuchen in der Axe der Spirale, so ist er in labilem Gleichgewicht; sowie er indess ein wenig nach einer Seite ausweicht, so begiebt sie sich an die ihm zunächst gelegene Stelle der Wand der Spirale, da die Windungen dann auch eine in dieser Richtung wirkende Componente der Kraft liefern (vgl. §. 146).

Aus dieser Einstellung eines Magnetes in einer Spirale ergeben sich auch folgende Versuche:

Stellt man eine von einem galvanischen Strom durchflossene Spirale mit ihrer Axe vertical auf, und senkt in sie einen an dem einen Arm eines Wagebalkens hängenden Eisenstab, so wird derselbe in der Richtung magnetisch, wie sich auch eine magnetisirte Stahlnadel in der Spirale einstellen würde. In Folge dessen wird der Eisenstab in die Spirale hineingezogen.

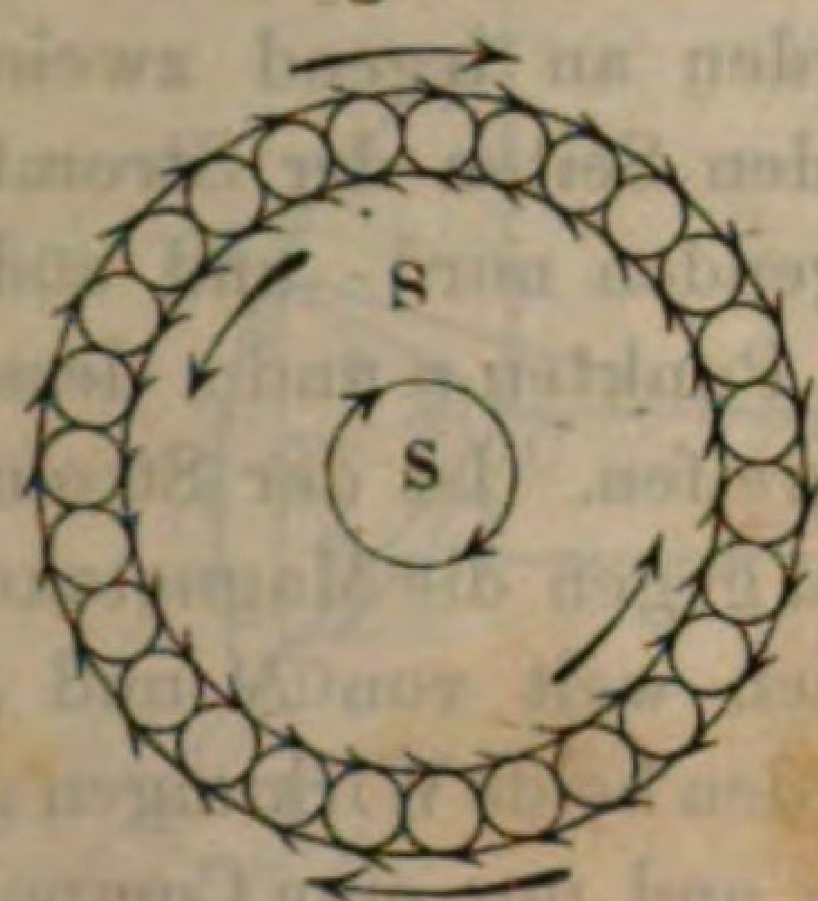
Ist die Intensität des Stromes in der Spirale sehr gross, so kann diese Anziehung selbst den Zug der Schwerkraft gegen den Stab überwinden. Der Stab vermag ohne Unterstützung in der Spirale frei zu schweben. Er bleibt dabei, wie aus dem Obigen hervorgeht, nicht in ihrer Mitte, wie man früher glaubte, sondern legt sich gegen die Seitenwand der Spirale [1]).

144 Es ist hierbei ein bemerkenswerther Unterschied zwischen einer Drathspirale und einem hohlen Stahlmagnet zu beachten. Stellt man die Spirale so auf, dass z. B. ihr Südpol nach oben gewendet ist, und senkt in sie eine Magnetnadel von oben so ein, dass sich ihr Südpol gleichfalls

[1]) Barlow, Elektromagnetismus; und Encyclop. Metrop. p. 30; Dove, Rep. I, S. 263.*

oberhalb befindet, so wird nach dem Vorigen die Nadel in die Spirale hineingezogen. Wird aber die Magnetnadel in ganz gleicher Weise in einen hohlen magnetisirten Stahlcylinder von etwa 1 Decimeter Länge und 6 bis 8 Millimeter innerem Durchmesser, dessen Südpol gleichfalls nach oben liegt, eingeschoben, so wird sie im Gegentheil aus dem Magnet hinausgestossen [1]). Der Grund dieses verschiedenen Verhaltens ist am leichtesten zu übersehen, wenn man, wie in Fig. 112, den Magnet sich als ein System von Molekularströmen darstellt, welche seine einzelnen Elemente umfliessen.

Fig. 112.



Dann werden sich die Molekularströme im hohlen Stahlmagnet auf seiner inneren Fläche zu einem Stromkreis zusammensetzen, der gerade entgegengesetzt ist dem Stromkreis auf der äusseren Fläche desselben und also auch wie in einer gewöhnlichen Spirale, welche wie der Magnet ihren Südpol nach oben kehrt. Daher findet zwischen jenem inneren Stromkreis des Magnetes und der eingesenkten Magnetnadel eine Abstossung statt, während zwischen der letzteren und der Spirale eine Anziehung sich herstellt.

Würde man umgekehrt einen in sich geschlossenen frei beweglichen 145
Kreisstrom in die Nähe eines Magnetes bringen, so würde er sich über denselben schieben, so dass die Richtung des Stromes in demselben gleich wäre der Richtung der im Magnet anzunehmenden Molekularströme, und er würde erst im Gleichgewicht sein, wenn seine Ebene vertical stände auf der Axe des Magnetes, dieselbe halbirte und er den Magnet an irgend einer Seite mit seiner Peripherie berührte. Die betreffenden Versuche lassen sich sehr gut mit de la Rive's [2]) schwimmenden Strömen anstellen. Es zeigt sich dabei eine interessante Erscheinung: Nähert man einem solchen schwimmenden Strom von der Seite einen horizontalen Magnetstab, so stellt sich der Strom zuerst so, dass in der dem Magnet zugekehrten Seite die Richtung desselben der Richtung der Molecularströme in benachbarter Seite des Magnetes gleich ist und bewegt sich zum Magnet hin. Stellen wir den Strom durch einen kleinen Magnet dar, dessen Querschnitt der Fläche des Stromes entspricht, so würde dieser hiermit seinen Nordpol dem Südpol des Magnetes und umgekehrt zuwenden.

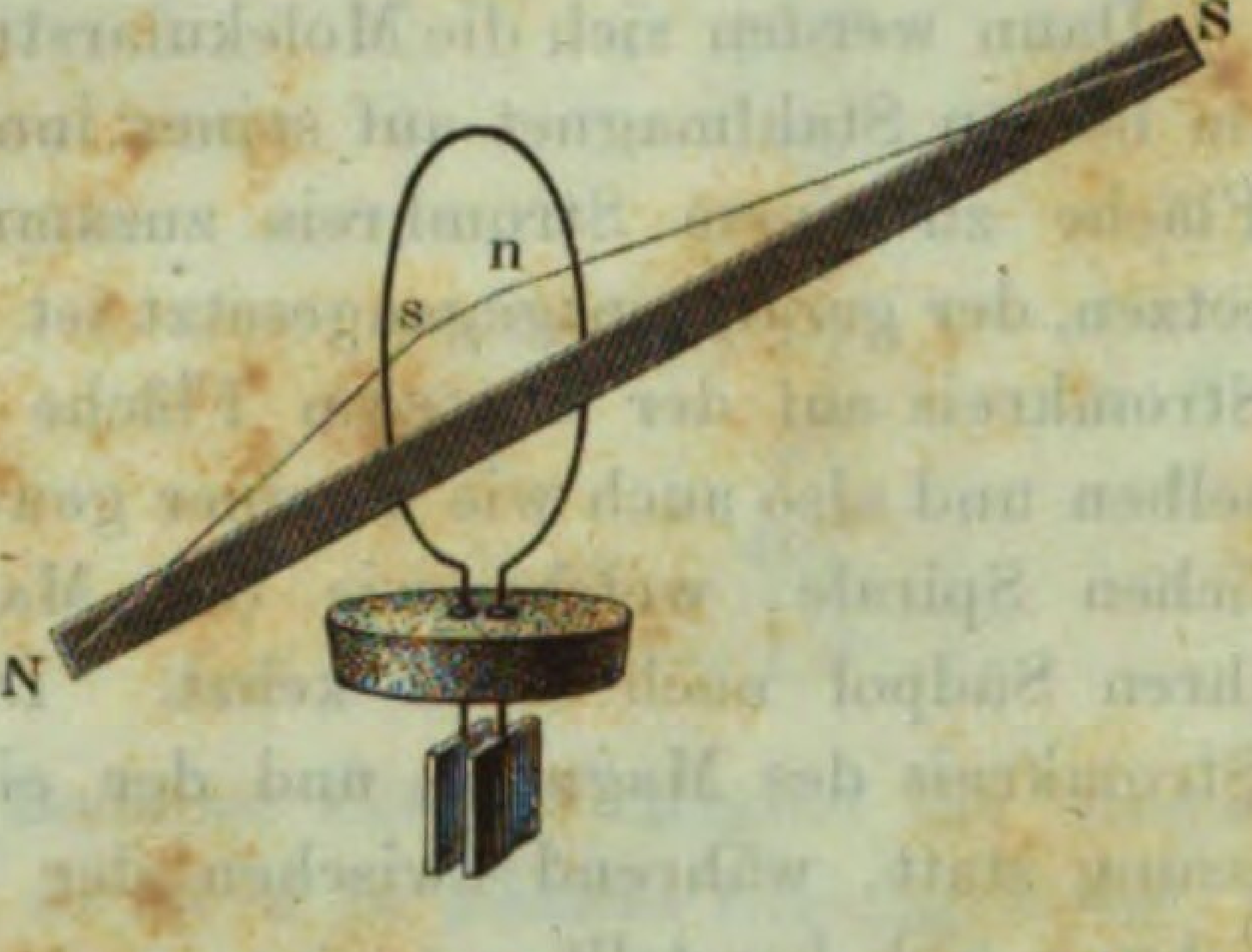
Steht nun die Ebene des Stromes gerade vertical auf der Magnetaxe und schneidet dieselbe in ihrer Mitte, so befindet sich der Strom in labilem Gleichgewicht. Sobald derselbe sich ein wenig nach dem einen oder

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LII, S. 386. 1841.* — [2]) De la Rive, Bibl. univ. T. XVIII, p. 276; Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 120. 1822.*

anderen Pol des Magnetes verschiebt, so gleitet er zu demselben hin, indem er sich dabei mit seiner vom Magnet abgekehrten Seite zu ihm hinneigt und sich allmälig mit der ganzen Fläche an ihn anlegt. Der Strom gleitet sodann ein wenig über das Ende des Magnetes hinaus vorwärts, legt sich um und schiebt sich auf den Magnet hinauf, bis er auf der Mitte desselben angekommen ist.

Die Wirkungen der Pole *N* und *S* (Fig. 113) des Magnetes gegen den kleinen Magnet, durch welchen wir uns den Strom ersetzt denken, werden an irgend zweien zu beiden Seiten der Stromfläche liegenden nord- und südpolaren Punkten *n* und *s* desselben angreifen. Ist der Strom vertical gegen die Magnetaxe und gleich weit von *N* und *S*, so werden beide Wirkungen gleich sein und nur eine Componente liefern, die den Strom am Magnet festhält. Ist aber der Strom dem einen Pol näher, z. B. an *N*, so würde der den Strom ersetzende Magnet wie eine kleine Magnetnadel mit seinem Ende *s* sich gegen *N* hinneigen und zugleich gegen *N* stärker hingezogen werden wie gegen *S*. Es bewegt sich also der ganze Strom nach dem Pol *N*. Er wird sich mit seiner nach *N* gekehrten Seite gegen die Axe *NS* neigen, und an dieselbe sich anlegen, wenn beim Fortschreiten der Bewegung des Stromes der Pol *s* des kleinen ihn ersetzenden Magnetes immer stärker gegen *N* hingezogen wird. So gelangt der Stromkreis allmälig vor das Ende des Magnetes und schiebt sich dann, entsprechend den oben §. 143 gemachten Angaben, über den Magnet hinüber.

Fig. 113



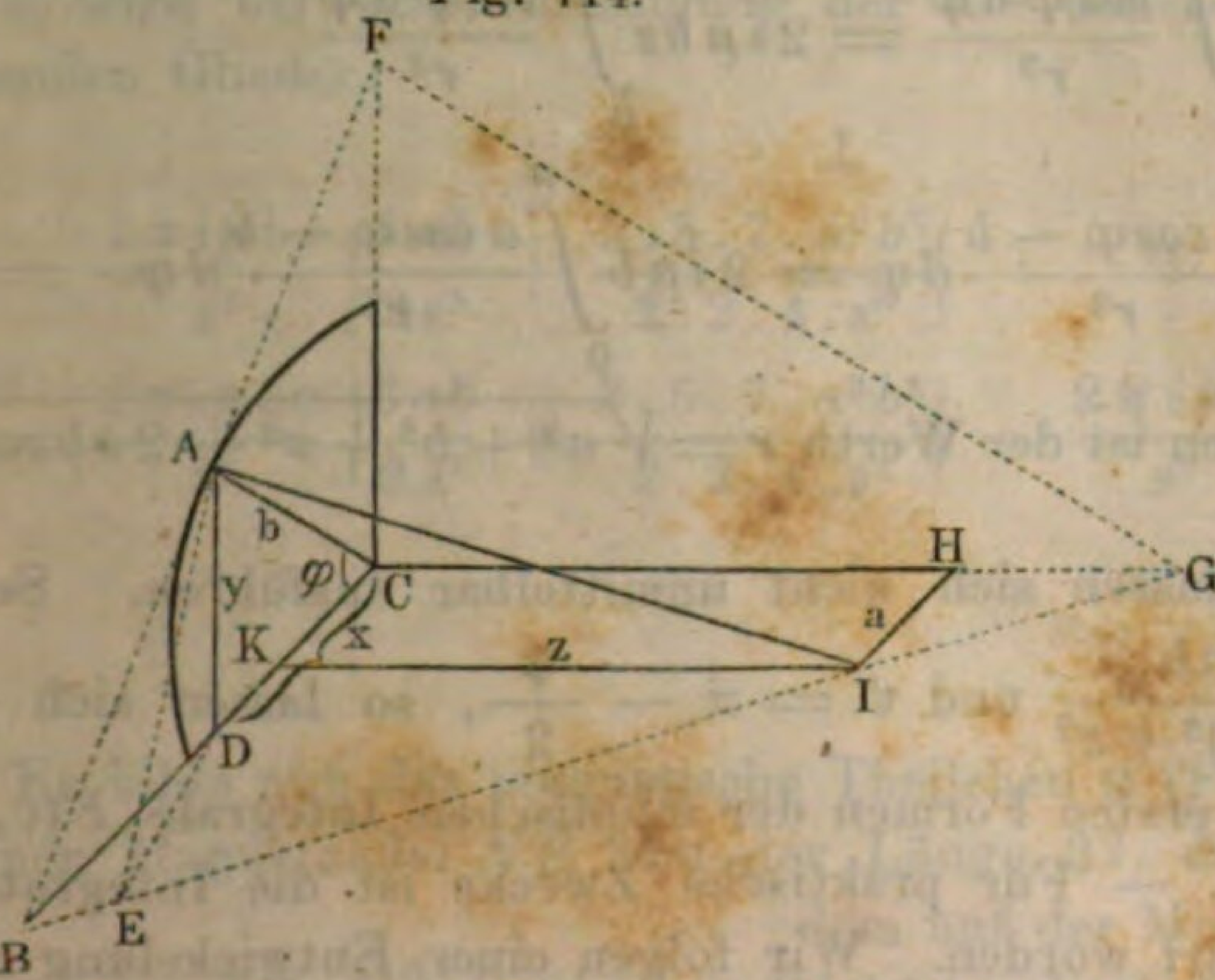
146 Wir wollen die Kraft berechnen, mit welcher ein Kreisstrom auf ein magnetisches Element μ wirkt, welches sich in irgend einem Punkte befindet, der nicht in seiner Ebene liegt und auch nicht in dem im Mittelpunkt des Kreisstromes auf seiner Ebene errichteten Loth zu liegen braucht. Zu dieser Berechnung lassen sich verschiedene Wege einschlagen.

Der Mittelpunkt des Kreisstromes (Fig. 114) befinde sich in C, sein Radius sei b, das Element μ liege im Punkt I. CG sei das in dem Mittelpunkt auf der Ebene des Kreisstromes errichtete Loth, welches mit der Z-Axe zusammenfalle. Das Loth von I auf die Ebene des Kreisstromes $KI = HC$ sei gleich z. Das Loth IH von I auf die Linie CG sei gleich a. Eine durch C parallel mit IH gezogene Linie CB entspreche der X-Axe, eine auf der Ebene BCH senkrechte Linie CF der Y-Axe. Die Coordinaten eines in A gelegenen Elementes ds des Kreisstromes seien

$AD = y$, $CD = x$. Der Winkel ACD sei $= \varphi$. Ferner sei der Abstand des Elementes ds von μ, $AI = r$.

Durch ds und I legen wir eine den Kreisstrom in A tangirende Ebene, welche die Axen in den Punkten B, F, G schneidet. Es sei dann endlich der Winkel zwischen ds und r, also

Fig. 114.



$$\angle BAI = \psi.$$

Ist die Intensität des Stromes, welcher den Kreis C durchfliesst, gleich i, der Magnetismus des magnetischen Theilchens in I gleich μ, so ist die Wirkung von ds auf μ

$$W = \frac{i \mu ds}{r^2} \sin \psi.$$

Diese Kraft steht auf der Ebene BFG senkrecht. Bezeichnet man die Winkel, welche das vom Coordinatenmittelpunkt C auf die Ebene FBG gefällte Loth mit den Coordinatenaxen der x, y, z macht, mit ξ, η, ζ, so sind die Componenten der Wirkung von ds auf μ nach den drei Axen

$$X = \frac{i \mu ds}{r^2} \cos \xi \sin \psi,$$

$$Y = \frac{i \mu ds}{r^2} \cos \eta \sin \psi,$$

$$Z = \frac{i \mu ds}{r^2} \cos \zeta \sin \psi.$$

Will man die Componenten der Wirkung des ganzen Kreisstromes bestimmen, so muss man diese Ausdrücke nach ds integriren. Es fällt dann die Y-Componente fort, da je zwei gleich weit über und unter der xz-Ebene liegende Elemente ds stets gleiche und entgegengesetzte Wirkungen in der Richtung der Y-Axe auf das magnetische Theilchen ausüben.

In den übrig bleibenden Ausdrücken für x und z kann man nun setzen:

$$\cos \xi . \sin \psi = \frac{z}{r} \frac{x}{b}, \quad \cos \zeta \sin \psi = \frac{ax - b^2}{br} \text{ [2]}.$$

Ferner ist $ds = b\, d\varphi$, $x = b \cos \varphi$. Setzt man diese Ausdrücke

[1]) Hädenkamp l. c.

[2]) Diese Formeln leiten sich also her: Der Winkel ξ ist der Neigungswinkel der Ebene

in die für die Componenten X und Z erhaltenen Werthe und integrirt nach φ von 0 bis 2π, so erhält man die Gesammtcomponenten der Wirkung des Kreisstromes auf das magnetische Element:

$$(X) = i\mu b \,.\, z \int_0^{2\pi} \frac{\cos\varphi \, d\varphi}{r^3} = 2 i\mu b z \int_0^{\pi} \frac{\cos\varphi \, d\varphi}{r^3}$$

$$(Z) = i\mu b \int_0^{2\pi} \frac{a\cos\varphi - b}{r^3} d\varphi = 2 i\mu b \int_0^{\pi} \frac{a\cos\varphi - b}{r^3} d\varphi.$$

In diesen Ausdrücken ist der Werth $r = \sqrt{a^2 + b^2 + z^2 - 2ab\cos\varphi}$ zu setzen.

Die Integrationen lassen sich nicht unmittelbar ausführen. Setzt man indess $c^2 = \frac{4ab}{(a+b)^2 + z^2}$ und $\psi = \pi - \frac{\varphi}{2}$, so lassen sich die Integrale auf die beiden ersten Formen der elliptischen Integrale $F(c, \varphi)$ und $E(c, \varphi)$ reduciren [1]. — Für praktische Zwecke ist die Integration von Bravais [2] ausgeführt worden. Wir folgen einer Entwickelung von H. Kinkelin.

Wir setzen $a^2 + b^2 + z^2 = s^2$ und entwickeln $\frac{1}{r^3}$ nach Potenzen von $\cos\varphi$. Dann ist

$$\frac{1}{r^3} = \frac{1}{s^3}\left(1 + \frac{3}{1}\frac{ab\cos\varphi}{s^2} + \frac{3\,.\,5}{1\,.\,2}\frac{a^2b^2\cos^2\varphi}{s^4} + \frac{3\,.\,5\,.\,7}{1\,.\,2\,.\,3}\frac{a^3b^3\cos^3\varphi}{s^6} + \frac{3\,.\,5\,.\,7\,.\,9}{1\,.\,2\,.\,3\,.\,4}\frac{a^4b^4\cos^4\varphi}{s^8} + \cdots\right).$$

Wird dieser Werth in die Ausdrücke für (X) und (Z) eingeführt und beachtet man dabei, dass

BFG und CFG. In der Ecke G ist nun: $\frac{\cos(BFG, FGC)}{\sin(BFG, BGC)} = \cos BGC = \cos BIK = \frac{z}{BI}$. Im Dreieck BAI ist $AI \sin BAI = BI \sin ABI$, d. i. $BI = \frac{r \sin\psi}{\sin ABI}$. Legt man durch AD eine gegen BG senkrechte Ebene ADE, so ist $\angle AED = (BFG, BGC)$. Nun ist $\sin ABI = \frac{AE}{AB}$, $BI = \frac{r\sin\psi \,.\, AB}{AE}$, $\sin AED = \frac{AD}{AE}$. Werden diese Werthe in die obige Formel substituirt, so ist $\frac{\cos\xi\, AE}{AD} = \frac{z AE}{AB \,.\, r\sin\psi}$ oder $\cos\xi \sin\psi = \frac{zx}{rb}$. Der Winkel G ist ebenso das Supplement des Neigungswinkels der Ebene BFG und BCF. In der Ecke B ist nun $\frac{\cos(BFG, BCF)}{\sin(BFG, BGC)} = \cos IBK = \frac{BK}{BI} = \frac{BK \sin ABI}{r\sin\psi}$. Werden wie oben die Werthe für $\sin(BFG, BGC)$ und $\sin ABI$ eingeführt, so ist $-\cos\zeta\sin\psi = \frac{x}{b}\frac{BK}{r}$. Nun ist $BK = BC - a$ und da $\triangle ADC = ABC$, $BC = \frac{b^2}{x}$, d. i. $-\cos\zeta\sin\psi = \frac{b^2 - ax}{br}$. — 1) Secchi, Smithson Contr. T. III. 2, p. 1; Jahresber. der phys. Ges. 1852. S. 513;* Helmholtz, ibid. — 2) Bravais, Comp. rend. T. XXXVI, p. 193. 1853;* Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXVIII, p. 301; Pogg. Ann. Bd. LXXXVIII, S. 446.* Die Formel von Bravais für die Fehlerberechnung (Seite 165) ist nicht ganz richtig. Vergl. auch Jacobi, Bullet. de St. Petersb. Vol XVI, p. 89. 1858*.

$$\int_0^\pi \cos^{2n+1}\varphi\, d\varphi = 0, \quad \int_0^\pi \cos^{2n}\varphi\, d\varphi = \pi \cdot \frac{1.3.5\ldots(2n-1)}{2.4.6\ldots.(2n)}$$

ist, so wird bei Vernachlässigung der die höheren Potenzen von a enthaltenden Glieder:

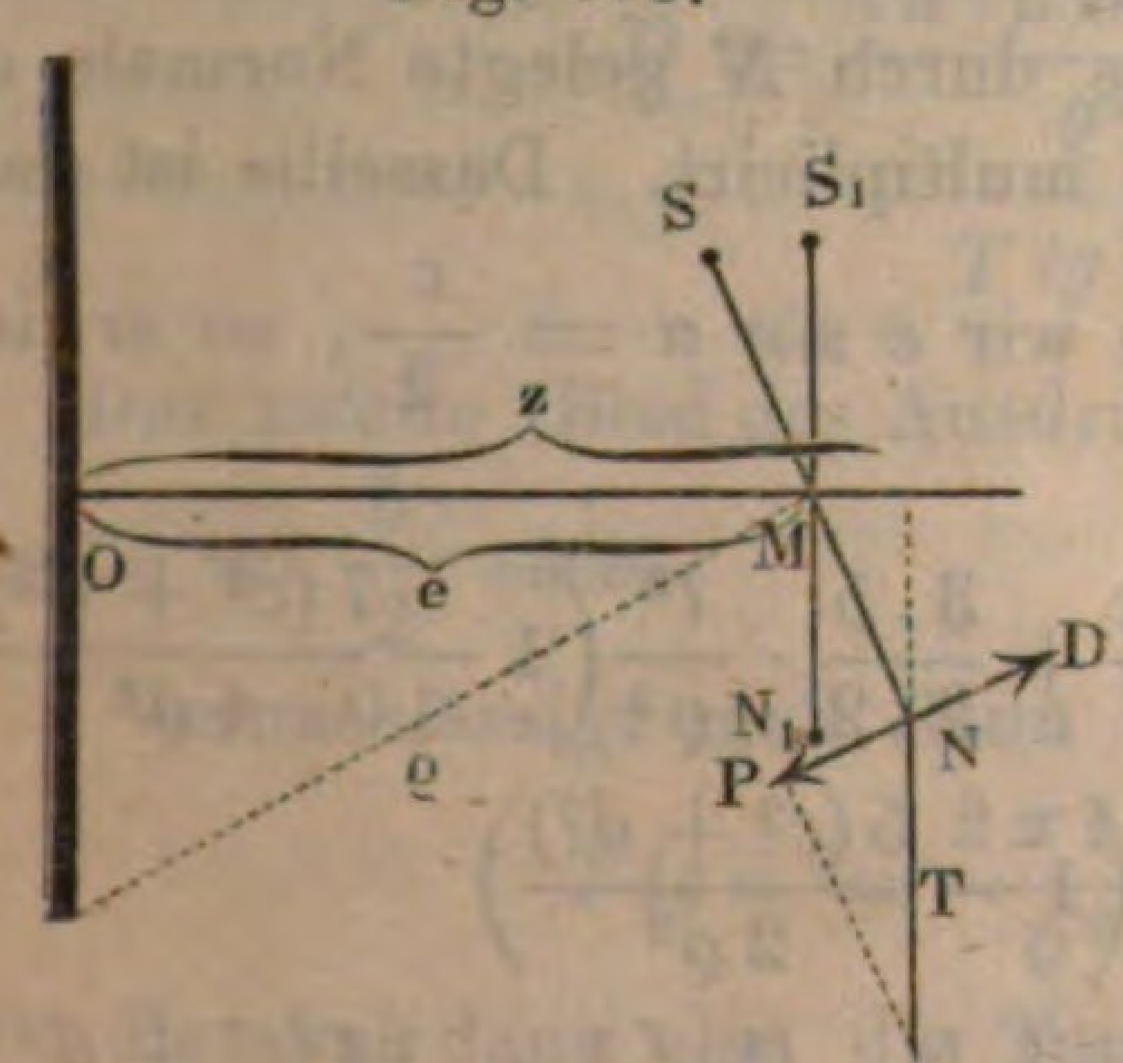
I.

$$(X) = \frac{2\pi i \mu b z}{s^3}\left\{\frac{3ab}{2s^2} + \frac{3.5.7.a^3b^3}{2.2.4.s^6}\right\}$$

$$(Z) = \frac{2\pi i \mu b a}{s^3}\left\{\frac{3ab}{2s^2} + \frac{3.5.7.a^3b^3}{2.2.4.s^6}\right\} - \frac{2\pi i \mu b^2}{s^3}\left\{1 + \frac{3.5\,a^2b^2}{2.2.s^4} + \frac{3.5.7.9\,a^4b^4}{2.2.4.4.s^8}\right\}.$$

Es bilde nun das magnetische Theilchen μ (Fig. 115) den einen Pol 147
N einer Magnetnadel NS von der Länge $2l$, deren Mittelpunkt M in dem auf der Mitte des Kreisstromes errichteten Loth liege und von der Ebene desselben um die Länge $OM = e$ abstehe. Der Kreisstrom liege in der Ebene des magnetischen Meridians, so dass die Nadel in ihrer Ruhelage $N_1 S_1$ der Ebene desselben parallel sei. Sie schwinge in der XZ-Ebene. Durch den Strom sei die Nadel um einen Winkel α aus ihrer Ruhelage abgelenkt. Wir wollen jetzt das Drehungsmoment berechnen, welches der Kreisstrom in dieser Lage der Nadel auf dieselbe ausübt.

Fig. 115.



Die Coordinaten des in N gelegenen Theilchens μ sind

$$z = e + l \sin\alpha, \quad a = l\cos\alpha.$$

Dann ist $s^2 = a^2 + b^2 + z^2 = l^2 + e^2 + b^2 + 2el\sin\alpha$.

Nennen wir ϱ den Abstand des Mittelpunktes M der Nadel vom Umfang des Kreisstromes ϱ, so ist $\varrho^2 = e^2 + b^2$. Setzen wir dann noch der Kürze halber

$$c = 2e\sin\alpha, \quad d = b\cos\alpha.$$

so wird $\quad s^2 = \varrho^2 + l(l+c), \quad ab = ld.$

Diese Werthe sind in die Formeln I. einzuführen [1]). Wir erhalten dann

[1]) Die Werthe $\frac{1}{s^n}$ erhält man nach der allgemeinen Formel:

$$\frac{1}{s^n} = \frac{1}{\varrho^n}\left\{1 - \frac{n}{2}\frac{cl}{\varrho^2} - \frac{l^2}{\varrho^2}\frac{n}{2}\left(1 - \frac{n+2}{4}\frac{c^2}{\varrho^2}\right) + \frac{l^3c}{\varrho^4}\cdot\frac{n(n+2)}{2.4}\left(2 - \frac{n+4}{6}\frac{c^2}{\varrho^2}\right) + \frac{l^4}{\varrho^4}\frac{n(n+2)}{2.4}\left(1 - \frac{n+4}{2}\frac{c^2}{\varrho^2} + \frac{(n+4)(n+6)}{6.8}\frac{c^4}{\varrho^4}\right)\right\}$$

II.

$$(X) = \frac{2\pi i\mu b^2 \cos\alpha \sin\alpha}{\varrho^3} \frac{l^2}{\varrho^2} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{3.5}{2.2} \frac{lc}{\varrho^2} - \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^2}{\varrho^2} \left(1 - \frac{7(c^2+d^2)}{4\varrho^2}\right) \right\}$$

$$+ \frac{2\pi i\mu b^2 \cos\alpha}{\varrho^3} \frac{lc}{\varrho^2} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{3.5}{2.2} \frac{lc}{\varrho^2} - \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^2}{\varrho^2} \left(1 - \frac{7(c^2+d^2)}{4\varrho^2}\right) \right.$$

$$\left. + \frac{3.5.7}{2.2.4} \cdot \frac{l^3 c}{\varrho^4} \left(2 - \frac{3(c^2+3d^2)}{2\varrho^2}\right) \right\}$$

$$(Z) = \frac{2\pi i\mu b^2 \cos^2\alpha}{\varrho^3} \frac{l^2}{\varrho^2} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{3.5}{2.2} \frac{lc}{\varrho^2} - \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^2}{\varrho^2} \left(1 - \frac{7(c^2+d^2)}{4\varrho^2}\right) \right\}$$

$$+ \frac{2\pi i\mu b^2}{\varrho^3} \left\{ -1 + \frac{3}{2} \frac{lc}{\varrho^2} + \frac{3}{2} \frac{l^2}{\varrho^2} \left(1 - \frac{5(c^2+2d^2)}{4\varrho^2}\right) \right.$$

$$- \frac{3.5}{2.2} \frac{l^3 c}{\varrho^4} \left(1 - \frac{7(c^2+6d^2)}{12\varrho^2}\right) - \frac{3.5}{2.2} \frac{l^4}{\varrho^4} \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{7(c^2+2d^2)}{4\varrho^2}\right.$$

$$\left.\left. + \frac{21(c^4+12c^2d^2+6d^4)}{32\varrho^4}\right) \right\}.$$

Das durch diese Componenten ausgeübte Drehungsmoment erhält man, indem man ihre Projectionen auf die durch N gelegte Normale auf der Axe MN der Nadel addirt und mit l multiplicirt. Dasselbe ist dann $D = l\,[(Z)\cos\alpha + (X)\sin\alpha]$. Setzen wir $e \sin\alpha = \frac{c}{2}$, so ergiebt sich

$$D = \frac{2\pi i\mu b^2 l \cos\alpha}{\varrho^3} \frac{l^2}{\varrho^2} \left\{ -\frac{3}{2} + \frac{3.5}{2.2} \frac{l.c}{\varrho^2} + \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^2}{\varrho^2} \left(1 - \frac{7(c^2+d^2)}{4\varrho^2}\right) \right\}$$

$$+ \frac{2\pi i\mu b^2 l \cos\alpha}{\varrho^3} \left\{ 1 - \frac{9}{4} \frac{lc}{\varrho^4} - \frac{3}{2} \frac{l^2}{\varrho^2} \left(1 - \frac{5(c^2+d^2)}{2\varrho^2}\right) \right.$$

$$+ \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^3 c}{\varrho^4} \left(\frac{3}{2} - \frac{35(c^2+3d^2)}{24\varrho^2}\right) + \frac{3.5}{2.2} \cdot \frac{l^4}{\varrho^4} \left(\frac{1}{2} - \frac{14(c^2+d^2)}{4\varrho^2}\right.$$

$$\left.\left. + \frac{63(c^4+6c^2d^2+2d^4)}{32\varrho^4}\right) \right\}.$$

Setzt man schliesslich für c und d die Werthe ein und vereint beide Glieder, so ist

$$D = \frac{2\pi i\mu b^2 l \cos\alpha}{\varrho^3} \left\{ 1 - \frac{9 le \sin\alpha}{2\varrho^2} - \frac{3l^2(4e^2-b^2)(1-5\sin^2\alpha)}{4\varrho^4} \right.$$

$$+ \frac{25 l^3 e \sin\alpha (4e^2-3b^2)(3-7\sin^2\alpha)}{16\varrho^6}$$

$$\left. + \frac{45 l^4 (8e^4-12e^2b^2+b^4)(1-14\sin^2\alpha+21\sin^4\alpha)}{64\varrho^8} \right\}.$$

Das dem Südpol der Nadel entsprechende Drehungsmoment erhält man in ganz gleicher Weise, wenn man in der Klammer statt l nur $-l$ setzt. Dann erhält man für das auf beide Pole zugleich ausgeübte Doppelmoment

$$D = \frac{4\pi i \mu b^2 l \cos\alpha}{\varrho^3} \left\{ 1 - \frac{3 l^3 (4e^2 - b^2)(1 - 5\sin^2\alpha)}{4\varrho^4} + \frac{45 l^4 (8e^4 - 12e^2b^2 + b^4)(1 - 14\sin^2\alpha + 21\sin^4\alpha)}{64\varrho^8} \right\}$$

oder kurz $D = \frac{4\pi i \mu b^2 l \cos\alpha}{\varrho^3} K.$

Wirkt nun auf die Nadel noch die horizontale Componente des Erdmagnetismus T, so ist das durch diesen auf den einen und anderen Pol der Nadel ausgeübte Drehungsmoment zu erhalten, indem man den vom Erdmagnetismus auf das magnetische Theilchen μ ausgeübten Zug $T\mu$ auf die durch den Pol gezogene und auf der Nadel senkrechte Linie projicirt und die Projection NP mit l multiplicirt. Dasselbe ist also, da die Nadel um $\angle\alpha$ abgelenkt ist, $T \, . \, \mu l \sin\alpha$, und das auf beide Pole der Nadel ausgeübte Doppelmoment $2 T\mu l \sin\alpha$.

Soll die Nadel unter dem doppelten Einfluss des Kreisstromes und Erdmagnetismus in Ruhe sein, so müssen die durch beide Kräfte ausgeübten Drehungsmomente gleich sein, also

$$D = \frac{4\pi i \mu b^2 l \cos\alpha}{\varrho^3} K = 2 T\mu l \sin\alpha,$$

d. i.
$$T \operatorname{tg}\alpha = \frac{2\pi i b^2}{\varrho^3} K.$$

Das zweite Glied des Ausdruckes K verschwindet, wenn man $4e^2 = b^2$ oder $e = \frac{b}{2}$ setzt.

Vernachlässigt man dann den Werth des dritten Gliedes, so wird

$$T \operatorname{tg}\alpha = \frac{2\pi i b^2}{\varrho^3} \quad \text{oder} \quad i = Const. \operatorname{tg}\alpha.$$

Es sind dann also die Tangenten der Ablenkungen der Nadel der Intensität des Stromes direct proportional, wenn der Abstand des Mittelpunkts der Nadel von der Ebene des Kreisstromes gleich der Hälfte seines Radius ist.

Der Fehler, den man bei dieser Annahme begeht, berechnet sich, wenn man den Werth $e = \frac{b}{2}$ in das dritte Glied von K einführt, welches in der That nicht zugleich mit dem zweiten verschwindet. Dieses Glied wird dann:

$$\delta = -54 \, l^4 \frac{(1 - 14\sin^2\alpha + 21\sin^4\alpha)}{125 \, b^4}.$$

Der Werth dieses Gliedes ist abhängig vom Ablenkungswinkel α der Nadel und dem Verhältniss von l zu b. — Der Werth in der Klammer im Zähler ist 1 für $\alpha = 0$, nimmt mit wachsendem α ab bis $\alpha = 16\frac{1}{2}^0$, wird dann negativ und erreicht sein Minimum $-\frac{4}{3}$ bei $\alpha = 35^1/_4{}^0$, wächst dann wieder, geht durch Null bei $\alpha = 50^0$ und erreicht den Werth $\frac{4}{3}$ bei

$\alpha = 56^0$, der bis zu 8 wächst, wenn $\alpha = 90^0$ ist. So lange $\alpha < 56^0$ ist, wächst daher der absolute Werth von δ niemals über $\frac{3}{5}\frac{l^4}{b^4}$.

Ist in diesem Fall die halbe Länge der Nadel gleich dem fünften Theil des Radius des Kreisstromes, also $l = \frac{1}{5} b$, so wird $\delta < 0{,}001$; ist $l = \frac{1}{6} b$, so wird $\delta < 0{,}0005$, so dass in diesem Fall das oben ausgesprochene Tangentengesetz innerhalb sehr weiter Grenzen fast völlig richtig ist.

148 Würde auf der anderen Seite der Nadel in gleichem Abstande $-e = -\frac{b}{2}$ noch ein zweiter Drathkreis von demselben Radius b wie der erste, und gleichfalls parallel der Ebene des Meridians aufgestellt, durch welchen der Strom in gleicher Richtung flösse, wie durch den ersten, so würde sich das gesammte auf beide Pole der Nadel ausgeübte Drehungsmoment verdoppeln. Es würden also die zuletzt angegebenen Abweichungen von dem Tangentengesetz in ganz ähnlicher Weise stattfinden. Da indess jetzt die auf jeden einzelnen Pol der Nadel ausgeübte Kraft dieselbe ist, so erhält die ganze Nadel nicht mehr einen Antrieb, sich dem einen oder anderen Stromkreise zu nähern.

Die beiden Componenten der Wirkung der beiden Stromkreise in der auf ihrer Ebene senkrechten (Z) und ihnen parallelen Richtung (X) werden in diesem Fall

$$(X) = \frac{2304\,\pi\,i\,\mu}{625\sqrt{5}\,b}\frac{l^4}{b^4}(3 - 7\sin^2\alpha)\sin\alpha\cos\alpha,$$

$$(Z) = \frac{32\,\pi\,i\,\mu}{5\sqrt{5}\,b}\left\{-1 + \frac{l^4}{b^4}\frac{18(3 - 30\sin^2\alpha + 18\sin^4\alpha)}{125}\right\}.$$

Können wir die vierten Potenzen von $\frac{l}{b}$ vernachlässigen, so wird

$$(X) = 0,$$

$$(Z) = -\frac{32\,\pi\,i\,\mu}{5\sqrt{5}\,b}.$$

Dann würde also die Kraft, welche auf die um den Abstand l von dem Drehungsmittelpunkt der Nadel entfernten Punkte derselben in jeder Lage wirkt, nur in der Richtung der Axe beider Kreisströme thätig sein, und eben so gross sein, wie wenn ihre Pole in dem Drehungsmittelpunkt selbst lägen.

Geben wir den Werthen (X) und (Z) die Form

$$(X) = -\frac{32\,\pi\,i\,\mu}{5\sqrt{5}\,b}\,\delta_1 \qquad (Z) = -\frac{32\,\pi\,i\,\mu}{5\sqrt{5}\,b}(1 \pm \delta),$$

so ist für

$\varDelta$	0	19° 53′	40° 54′	59° 27′	67° 47′	90°
δ	$-0{,}432\,\frac{l^4}{b^4}$	0	$0{,}494\,\frac{l^4}{b^4}$ (Maximum)	0	$-0{,}432\,\frac{l^4}{b^4}$	$-1{,}152\,\frac{l^4}{b^4}$

ferner für

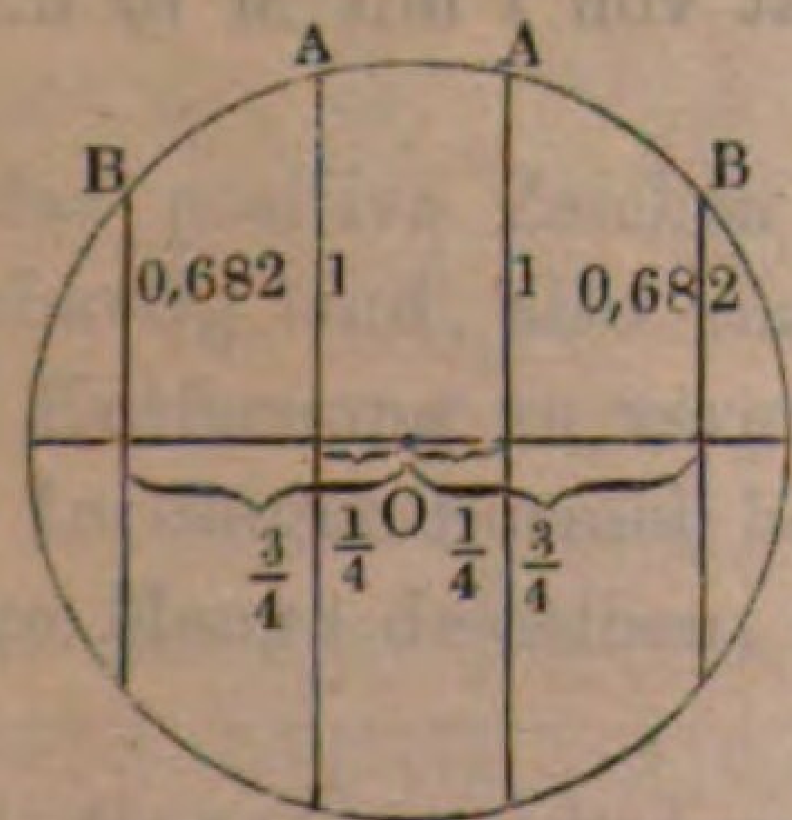
Δ	0	20° 57′	40° 54′	66° 57′	90°
δ^1	0	$-0{,}405\,\frac{l^4}{b^4}$	0	$-0{,}608\,\frac{l^4}{b^4}$	0

Es bleibt also der Werth δ^1 jedenfalls unter $\pm\, 0{,}6\,\frac{l^4}{b^4}$, der Werth δ bis zu einem Ablenkungswinkel der Nadel von 68° unter $0{,}5\,\frac{l^4}{b^4}$. Ist $l = \frac{1}{4}\,b$, so ist $\frac{l^4}{b^4} = \frac{1}{256}$, und selbst bei einer Ablenkung von 90° würde der Werth δ nur etwa $\frac{1}{200}$ betragen. Der Werth (Z) würde sich also nur sehr wenig ändern, der Werth (X) aber unter $\frac{1}{400}$ des Werthes von (Z) bleiben.

Ist die Länge der Nadel noch kleiner als $\frac{b}{4}$, so ist der Maximumwerth der x-Componente noch weniger verschieden von Null, und der Werth der z-Componente weicht noch weniger von dem Werth $\frac{32\,\pi\, i\, \mu}{5\sqrt{5}\, b}$ ab. Denken wir uns also um den Mittelpunkt der Nadel eine Kugel mit einem Radius von der Länge $\frac{b}{4}$ beschrieben, welche mit einem magnetischen Metall erfüllt ist, so kann man für alle in derselben liegenden Theile des Metalles innerhalb gewisser Grenzen die x-Componente als verschwindend und die z-Componente als constant ansehen. Alle Theile sind dann nahezu gleichen magnetischen Kräften unterworfen, welche alle in der auf den Ebenen der Stromkreise senkrechten Richtung wirken.

Noch vollständiger würde man nach Neumann [1]) diesen Zweck erreichen durch Anwendung zweier parallel liegender Rollenpaare, A und B (Fig. 116), deren Windungen in einer um den Drehungsmittelpunkt O der Nadel beschriebenen Kugel vom Radius b lägen, deren Ebenen in den Abständen $\frac{1}{4}\,b$ und $\frac{3}{4}\,b$ vom Mittelpunkt ab lägen, und die die Windungszahlen 1 und 0,682 besässen.

Fig. 116.



1) Neumann, S. Wild, Züricher Vierteljahrsschrift, Bd. II, S. 239. 1857.* —

149 Wir wollen hier noch eine elementare Ableitung des §. 146 und 147 entwickelten Gesetzes beifügen, welche von Pierre[1]) gegeben worden ist, bei der die Nadel als sehr klein angenommen wird, und deshalb die der Kreisebene der Tangentenboussole parallele Componente des von dem Strom auf die Nadel ausgeübten Drehungsmomentes vernachlässigt werden kann.

Ist der Abstand des Mittelpunktes der Nadel von der Kreisebene der Boussole e, ihre Neigung gegen ihre Ruhelage im Meridian α, ihre Länge $2\,l$, so ist der Abstand ihrer Pole von der Kreisebene

$$x_I = e + l \sin\alpha,\quad x_{II} = e - l \sin\alpha.$$

Ist ferner i die Intensität des Stromes, k eine Constante, $2\,m\,l$ das magnetische Moment der Nadel, b der Radius des Drathringes der Boussole, M die horizontale Componente des Erdmagnetismus, so erhält man das auf die Nadel in der Richtung senkrecht auf die Ebene des Ringes der Boussole ausgeübte Drehungsmoment:

$$X = 2\pi k b^2 m i \left(\frac{1}{(x_I^2 + b^2)^{3/2}} + \frac{1}{(x_{II}^2 + b^2)^{3/2}}\right)$$

und

$$i = \frac{M\,tg\,\alpha}{\pi k b^2}\left(\frac{(x_I^2 + b^2)^{3/2}\,(x_{II}^2 + b^2)^{3/2}}{(x_I^2 + b^2)^{3/2} + (x_{II}^2 + b^2)^{3/2}}\right).$$

Setzt man die Werthe l in diese Gleichung ein, entwickelt die einzelnen in Klammern geschlossenen Potenzen nach dem binomischen Satz bis zu den $\sin^2\alpha$ enthaltenden Gliedern, so erhält man zuletzt nach Ausführung der Multiplicationen

$$i = \frac{(e^2 + b^2)^{3/2}}{2\pi k b^2}\,M\,tg\,\alpha\left(1 + {}^3/_2\,(b^2 - 4\,e^2)\,\frac{l^2 \sin^2\alpha_I}{(e^2 + b^2)^2}\right).$$

Setzt man in dieser Formel den Abstand der Nadel von der Ebene des Drathringes

$$e = \frac{b}{2}$$

gleich der Hälfte seines Radius, so ergiebt sich unmittelbar die von der Grösse von α_I unabhängige directe Proportionalität von i mit $M\,tg\,\alpha$.

[1]) Pierre, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 165. 1855.*

Zweites Capitel.

Magnetische und elektromagnetische Messmethoden.

I. Absolutes Maass des Magnetismus.

Die Intensität eines galvanischen Stromes kann auf verschiedene Weise **150**
bestimmt werden. Wir haben schon in der Elektrochemie (Th. I, §. 195) die Messung derselben vermittelst des Voltameters erwähnt. Ebenso könnten wir aus der in einem in den Stromkreis eingefügten Platindrath entwickelten Wärmemenge auf die Intensität des Stromes schliessen. Bei diesen Methoden erhält man indess stets nur den mittleren Werth der Intensität während eines längeren Zeitraumes. Viel zweckmässiger ist es, die Intensität der galvanischen Ströme durch ihr elektrodynamisches Verhalten oder aus ihrer Einwirkung auf eine durch den Erdmagnetismus gerichtete Magnetnadel zu bestimmen und auf diese Weise mit magnetischen Kräften zu vergleichen.

Um die an verschiedenen Orten der Erde und unter verschiedenen Bedingungen angestellten Messungen unter einander vergleichen zu können, müssen wir zuerst ein gemeinsames absolutes Maass des Magnetismus herstellen.

Sind in zwei Molekülen die Magnetismen m und m_I (welche wir als **151**
durch Molekularströme oder auf irgend eine andere Weise hervorgerufen ansehen können), ist ihre Entfernung von einander $= r$, so ist ihre Wirkung auf einander:

$$A = \pm \frac{m m_I}{r^2},$$

wo das positive Zeichen zu wählen ist, wenn die magnetischen Massen gleichartig sind, also eine Abstossung zwischen ihnen stattfindet, welche ihre Entfernung zu vergrössern strebt.

In obiger Formel betrachten wir als Einheit des Magnetismus diejenige Menge desselben, welche auf eine gleich grosse Menge desselben

[1]) Gauss, Intensitas vis magneticae terrestris ad mensuram absolutam revocata. Comment. soc. reg. Gotting. recent T. VIII. 1832;* Pogg. Ann. Bd. XXVIII, S. 241, 591.*

in der Einheit der Entfernung (ein Millimeter) eine abstossende Kraft ausübt, welche gleich der Wirkung der beschleunigenden Kraft Eins auf die Masse Eins ist.

Als Einheit der Masse betrachten wir im Folgenden stets die Masse eines Milligramms.

152 Wir haben §. 60 und 61 die ältere Ansicht mitgetheilt, nach der jedes Theilchen eines magnetischen Körpers gleich viel entgegengesetzte magnetische Massen $\pm \mu$ enthält, welche beim unmagnetischen Zustande des Körpers mit einander verbunden, beim magnetischen Zustande in einer bestimmten Richtung von einander geschieden sind. Als ein Maass für die Grösse dieser Scheidung dient uns das magnetische Moment des Theilchens, d. i. das Product der in ihm getrennten magnetischen Massen μ mit dem Zwischenraum, um den sie von einander entfernt worden sind. Wir sind nicht im Stande, diese beiden Grössen direct und getrennt von einander zu bestimmen. In der That, lassen wir das magnetische Theilchen ab, in dem die magnetischen Massen $\pm \mu$ um die Länge ϱ von einander geschieden sind, auf ein in der Richtung seiner Axe liegendes nord- oder südmagnetisches Element m wirken, dessen Abstand r von der Mitte von ab gegen die sehr kleine Länge ϱ sehr bedeutend ist, so ist wegen der Kleinheit von ϱ die Wirkung von ab auf m gleich

$$\frac{m\mu}{\left(r+\frac{\varrho}{2}\right)^2} - \frac{m\mu}{\left(r-\frac{\varrho}{2}\right)^2} = -\frac{2\,m\,\mu\,\varrho}{r^3},$$

Die Wirkung ist hier also nur von dem Product $2\mu\varrho$ abhängig. Läge das Element m nicht in der Axe von ab, sondern bildete die Verbindungslinie r mit der Axe einen Winkel α, so könnten wir das Theilchen stets in zwei Componenten zerlegen, von denen die eine das Moment $2\,\mu\,\varrho\cos\alpha$ hätte und mit der Verbindungslinie zusammenfiele, die zweite das Moment $2\,\mu\,\varrho\sin\alpha$ hätte, auf letzterer senkrecht stände und keine Wirkung auf μ ausübte, da ihre Länge gegen r verschwände. Dann wäre also wieder die Wirkung nur von dem Moment des Theilchens $2\,\mu\,\varrho$ abhängig. — Wollten wir in dem magnetischen Körper schon fertige Molekularmagnete annehmen, die nur durch die Magnetisirung gerichtet würden, so würde auch ein solches Molekül, dessen Länge ϱ, dessen schon geschiedene Fluida $\pm \mu$ wären, gegen ein im Abstande r liegendes magnetisches Theilchen m mit der Kraft $\frac{2\,\mu\,m\,\varrho\cos\alpha}{r^3}$ wirken, wo α der Winkel wäre zwischen r und der Axe des Theilchens. Die Annahme von Molekularströmen an Stelle der Molekularmagnete gäbe nach §. 99 dieselben Resultate.

Bleiben wir indess bei der Annahme der beiden magnetischen Fluida stehen, so muss, wenn wir die auf ein ausserhalb des Körpers liegendes Theilchen entgegengesetzt wirkenden magnetischen Fluida desselben als positiv und negativ bezeichnen, die Gesammtsumme dieser Fluida im

Körper stets gleich Null sein, da er gleiche Quantitäten derselben enthält. Ist daher das magnetische Fluidum eines Moleküls des Körpers gleich dm, so muss für den ganzen Körper sein:

$$\int dm = 0.$$

Hat nun ein Molekül die Coordinaten x, y, z, so sind die magnetischen Momente des Körpers in Bezug auf die drei Axen der x, y und z: 153

$$X = \int x\,dm,\ Y = \int y\,dm,\ Z = \int z\,dm.$$

Wird der Anfangspunkt der Coordinaten auf der einen Axe, z. B. auf der X-Axe um eine Länge c verschoben, so werden jetzt die Coordinaten des Elementes $\xi = x + c$, y und z, also das magnetische Moment nach der X-Axe:

$$X_0 = \int \xi\,dm = \int (x + c)\,dm = \int x\,dm + c \int dm.$$

Da $\int dm = 0$ ist, ist also

$$X_0 = \int x\,dm = X.$$

Das magnetische Moment ist also nur von der Richtung der Hauptaxen abhängig, nicht aber von der Lage des Coordinatenanfangspunktes. Man kann jene Axen also sich selbst parallel verschieben, ohne das magnetische Moment in Bezug auf dieselben zu ändern.

Legt man durch den Anfangspunkt der Coordinaten eine vierte Axe ON, welche mit den Hauptaxen die Winkel α, β, γ bildet, so ist der Abstand e des Punktes x, y, z von dieser Axe

$$e = x\cos\alpha + y\cos\beta + z\cos\gamma,$$

also das magnetische Moment des Körpers in Bezug auf diese Axe:

$$N = \int x\cos\alpha\,dm + \int y\cos\beta\,dm + \int z\cos\gamma\,dm$$
$$= X\cos\alpha + Y\cos\beta + Z\cos\gamma.$$

Setzt man $X^2 + Y^2 + Z^2 = M^2$, und

$$X = M\cos a, \quad Y = M\cos b, \quad Z = M\cos c,$$

so ist

$$N = M(\cos a\cos\alpha + \cos b\cos\gamma + \cos c\cos\gamma).$$

Wird nun durch den Anfangspunkt der Coordinaten noch eine fünfte Axe OL gelegt, welche mit der Axe ON den Winkel ω, mit den ersten Axen der x, y und z die Winkel a, b, c macht, so ist

$$\cos\omega = \cos a\cos\alpha + \cos b\cos\beta + \cos c\cos\gamma,$$

also

$$N = M\cos\omega.$$

Fällt die vierte Axe mit der fünften zusammen, so ist $\cos\omega = 1$ im Maximum, und ebenso das magnetische Moment N im Maximum, also

$$N = M.$$

Die so gelegene Axe $OL = ON$, für welche das magnetische Moment ein Maximum ist, heisst die magnetische Axe des Körpers.

Da sich das magnetische Moment nur nach der Richtung der Axen ändert, so ist auch nur die Richtung der magnetischen Axe hierdurch bestimmt, und unendlich viele parallele Linien können für dieselbe genommen werden.

154 Steht die Axe ON senkrecht auf der magnetischen Axe, ist $\cos \omega = 0$, also

$$N = 0.$$

Das magnetische Moment eines magnetischen Körpers in Bezug auf eine gegen seine magnetische Axe senkrechte Axe ist also gleich Null; in Bezug auf eine Axe, die mit derselben einen spitzen Winkel macht, positiv; in Bezug auf eine, die mit ihr einen stumpfen Winkel bildet, negativ.

Um das magnetische Moment M eines Körpers in Bezug auf seine Hauptaxe zu bestimmen, lassen wir auf denselben von aussen den Erdmagnetismus wirken, welcher auf die in allen Theilen des Körpers enthaltenen magnetischen Fluida in gleicher Richtung anziehend oder abstossend wirkt und zwar mit einer Kraft, die dem Product der erdmagnetischen Kraft in die Quantität des magnetischen Fluidums entspricht.

Im Allgemeinen bedient man sich hierbei der horizontalen Componente T der erdmagnetischen Kraft allein, und sucht zwei Relationen zwischen M und T zu bestimmen, einmal das Product MT und dann den Quotienten $\frac{M}{T}$. Aus beiden Werthen bestimmt sich dann M und T besonders.

1. Bestimmung des Productes MT.

155 Werden die Punkte eines Körpers, deren Coordinaten x, y, z sind, von aussen durch gleiche und parallele Kräfte P sollicitirt, so gelten für denselben folgende Gleichgewichtsbedingungen:

1. $\Sigma P = 0.$
2. $\Sigma Px = 0, \quad \Sigma Py = 0, \quad \Sigma Pz = 0.$

Wird nun ein magnetischer Körper, dessen einzelne Theilchen den Magnetismus dm besitzen, in allen Theilen von aussen durch gleiche und parallele magnetische Kräfte P sollicitirt, so ist die jedes Element bewegende Kraft Pdm. Es ist dann die erste Bedingung erfüllt, da

$$\int P dm = P \int dm = 0 \text{ ist.}$$

Fällt ferner die magnetische Axe des Körpers mit der Z-Axe zusammen, so ist in Betreff der zweiten Bedingung zuerst

$$\Sigma Pxdm = P\Sigma xdm = 0,$$
$$\Sigma Pydm = P\Sigma ydm = 0;$$

da die X- und Y-Axe auf der magnetischen (Z) Axe senkrecht stehen.

Denkt man sich ferner auf der magnetischen (Z) Axe zwei Punkte μ und ν im Abstande z und $z + r$ von dem Anfangspunkt der Coordinaten, an welchen die Kräfte $\pm F$ thätig sind, die in entgegengesetzter Rich-

tung wie die Kräfte Pdm wirken, so muss, um das Gleichgewicht herzustellen, da $\Sigma Pzdm = P\Sigma zdm = PM$, wo M das Moment des Körpers in Bezug auf die Hauptaxe ist:

$$PM = \mp F(r+z) \pm Fz, \text{ d. i. } PM \pm Fr = 0 \text{ sein.}$$

Da diese Bedingung kein z enthält, ist es gleichgültig, an welchen um r von einander entfernten Punkten der magnetischen Axe die Kräfte $\pm P$ wirken; nur wird ihre Grösse bestimmt durch die Gleichung

$$F = \mp \frac{PM}{r}.$$

Die auf die einzelnen Theile einer magnetischen Masse von aussen wirkenden gleich starken und parallelen bewegenden magnetischen Kräfte lassen sich also durch zwei ihnen parallele Kräfte ersetzen, welche an zwei Punkten der magnetischen Axe thätig sind.

Denkt man sich, dass der eine der beiden Punkte μ und ν, z. B. μ mit dem Schwerpunkt des Körpers zusammenfalle und fest sei, so schwingt der aus der Ruhelage gebrachte magnetische Körper, vorausgesetzt, dass nur die magnetischen Kräfte auf ihn wirken, unter ihrem Einfluss, wie wenn der Körper am Punkt μ frei aufgehängt wäre, und auf den Punkt ν desselben die Schwerkraft mit der Kraft $\frac{PM}{r}$ wirkte.

Nehmen wir an, der magnetische Körper sei in seinem Schwerpunkt 156
so befestigt, dass er sich nur um eine verticale Axe drehen kann, so wirkt auf seine Theilchen nur die horizontale Componente der magnetischen Kraft T. Dann ist der Körper im Gleichgewicht, wenn seine magnetische Axe mit der Richtung des erdmagnetischen Meridians zusammenfällt. Der Werth P in unseren Formeln ist dann gleich T. Wird der Körper aus dieser Lage gedreht, so schwingt er um dieselbe, wie wenn die Schwerkraft in der Richtung des magnetischen Meridians auf einen um r von der Drehungsaxe entfernten Punkt mit der Kraft $\frac{TM}{r}$ wirkte.

Ist nun das Trägheitsmoment des magnetischen Körpers in Bezug auf die Drehungsaxe $= k$, so ist die Zeitdauer t einer Schwingung desselben:

$$t = \pi \sqrt{\frac{r}{TM} \cdot \frac{k}{r}} = \pi \sqrt{\frac{k}{TM}}$$

$$TM = \frac{\pi^2 k}{t^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Wir wiederholen, dass in dieser Formel entsprechend den oben §. 151 gegebenen Bestimmungen als Einheit für T und M die beschleunigende Kraft genommen ist, welche der Masseneinheit (der Masse eines Milligramms) in der Zeiteinheit die Geschwindigkeit 1 ertheilt.

Wollte man dagegen die beschleunigende Kraft der Schwere $g = 1$

setzen, so würde die Länge l eines einfachen Pendels, welches die Schwingungsdauer t besitzt,

$$t = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

sein. — Ist die Schwingungsdauer eines solchen Pendels gleich 1, so ist für dieses $g = \pi^2 l$.

Um daher TM so auszudrücken, dass als Grundmaass die Schwerkraft $g = 1$ gesetzt ist, ist die Formel noch durch $g = \pi^2 l$ zu dividiren, und man erhält dann:

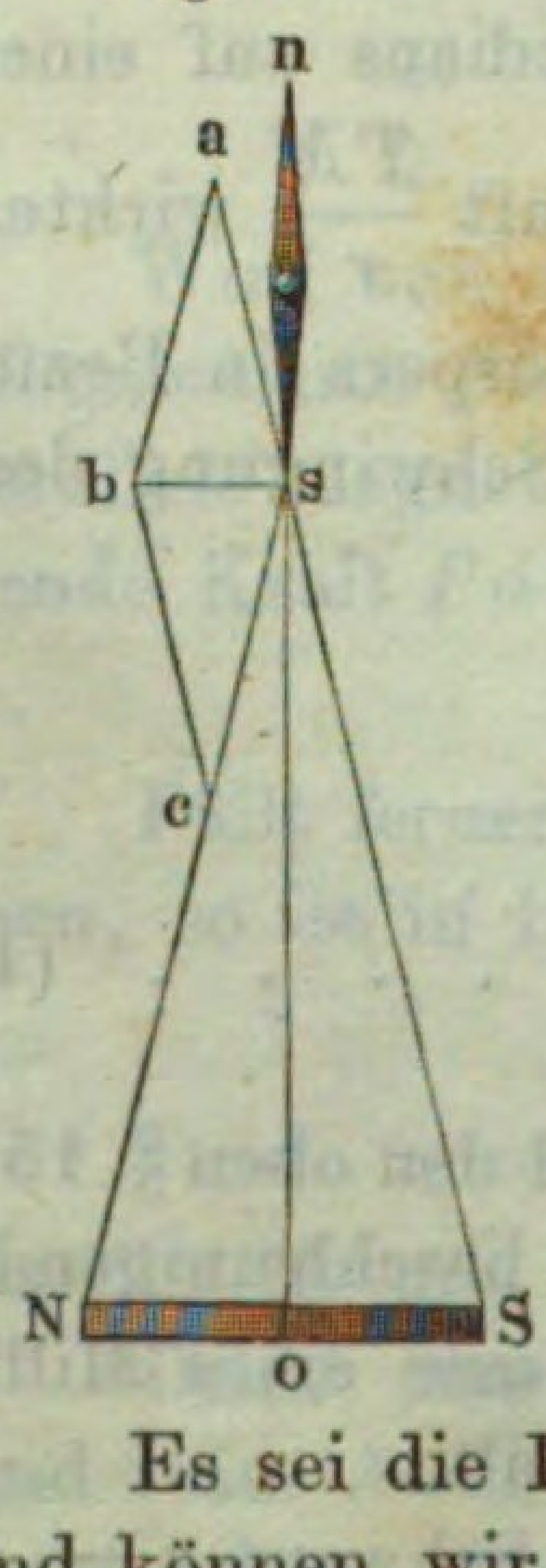
$$T_I M_I = \frac{\pi^2 k}{g t^2} = \frac{k}{t^2 l} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (g = 1),$$

in welcher Formel l die Länge des Secundenpendels ist.

2. Bestimmung des Quotienten $\frac{M}{T}$.

157 Zu dieser Bestimmung lässt man den Magnetstab NS, für den man das Product seines magnetischen Momentes M mit der horizontalen Componente des Erdmagnetismus T bestimmt hat, von der Seite in irgend einer Lage auf eine kleine frei aufgehängte Magnetnadel ns wirken, und bestimmt die Ablenkung, um welche sie hierdurch aus dem magnetischen Meridian abweicht, in welchem sie durch den horizontalen Zug des Erdmagnetismus festgehalten wird. Man wählt die gegenseitige Lage des Magnetstabes und der Nadel so, dass die Ablenkung ein Maximum und die Berechnung einfach wird. Zu dem Ende legt man den Magnetstab in dieselbe Horizontalebene mit der Nadel und zwar mit seiner Axe senkrecht gegen den magnetischen Meridian, so dass entweder die Verlängerung der Axe der Nadel die Länge des Stabes, oder die Verlängerung der Axe des Stabes die magnetische Axe der Nadel halbirt, also durch ihre Drehungsaxe geht.

Fig. 117.



1. Die Verlängerung der Axe der Nadel ns halbirt die Axe des Magnetstabes NS (Fig. 117).

Es sei die Quantität des magnetischen Fluidums, welches wir in den magnetischen Polen von NS concentrirt denken, gleich $\pm m$, das in den Polen von ns concentrirte $\pm \mu$, so ist die Anziehungs- und Abstossungswirkung der Pole N und S des Stabes auf den Pol s der Nadel durch die gleich grossen in der Richtung von Ss und Ns liegenden Linien sc und as dargestellt, und die Resultante beider Wirkungen bs steht auf der Axe der Nadel ns senkrecht.

Da nun Dreieck $abs \backsim sNS$, so verhält sich $bs : as = NS : Ns$.

Es sei die Resultante $bs = f$. — Ist dann die Länge von $NS = 2a$, und können wir für den Abstand sN den directen Abstand $so = r$ des

Poles s der Nadel von der Mitte von NS setzen, wenn die Länge $2a$ gegen den Abstand r klein ist, so folgt

$$as = \frac{m\mu}{r^2}, \text{ also}$$

$$f = \frac{2am\mu}{r^3};$$

$2am$ ist aber das magnetische Moment M des Stabes NS, so dass

$$f = \frac{M\mu}{r^3}$$

sich ergiebt. — Ist die Nadel ns gegen r klein, so können wir ihre Pole n und s in ihren Mittelpunkt verlegt denken, und es ergiebt sich die auf den Pol n wirkende Kraft ebenso gross wie f und nur der Richtung nach entgegengesetzt.

Bezeichnen wir die halbe Länge der Nadel ns mit α, so würde $2\alpha\mu = M_I$ das magnetische Moment derselben und $2\alpha f = D$ das Drehungsmoment sein, welches der Stab NS auf dieselbe ausübt; dann ist dieses Drehungsmoment

$$d = \frac{MM_I}{r^3}.$$

Das Drehungsmoment D_I, welches der Stab auf die Nadel in der Entfernung 1 ausübt, ist demnach

$$d_I = MM_I.$$

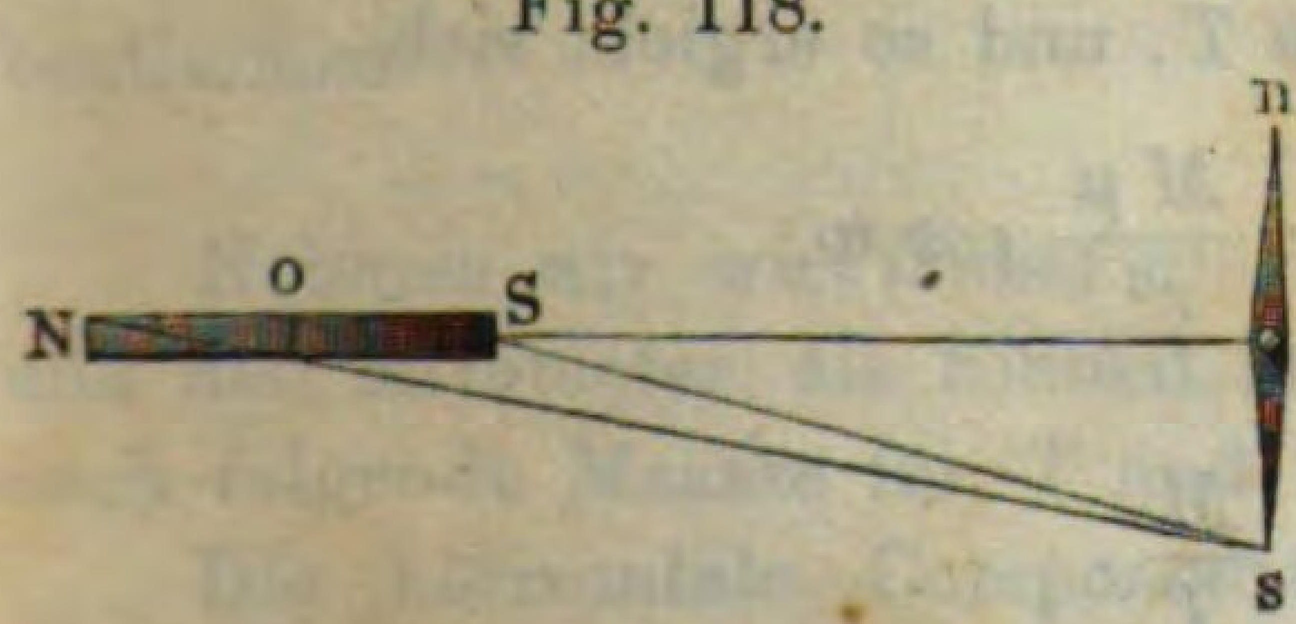
Diesen Werth nennt man das auf die Einheit der Entfernung reducirte Drehungsmoment.

Setzen wir $d_I = 1$, $M = M_I$, so ist $M = M_I = 1$.

Als Einheit des magnetischen Momentes einer Nadel kann man das Moment einer Nadel betrachten, welche auf eine zweite in der oben angegebenen Lage befindliche Nadel von gleichem Moment in der Einheit der Entfernung ein Drehungsmoment ausübt, welches gleich ist dem Druck eines Milligramms an dem Ende eines Hebelarms von der Länge eines Millimeters.

2. Schneidet die Verlängerung der Axe des Stabes NS, dessen Länge $2a$ 158
ist, den Mittelpunkt der Nadel ns, Fig. 118, und ist wieder der Abstand des Mittelpunktes o des Stabes NS von dem Mittelpunkt der Nadel gleich r, so können wir, wenn die Nadel ns gegen die Entfernung os klein ist, den Abstand $Ss = r - a$ und $Ns = r + a$ setzen, und annehmen, dass die von den Polen S und N auf Pol s ausgeübten Abstossungs- und Anziehungswirkungen auf der magnetischen Axe ns der Nadel senkrecht stehen. Diese Wirkungen sind aber

Fig. 118.



$$\frac{m\mu}{(r+a)^2} \text{ und } -\frac{m\mu}{(r-a)^2},$$

also ihre Summe

$$F = \frac{-4ra \,.\, m\mu}{(r^2-a^2)^2}, \quad = \frac{-2rM\mu}{(r^2-a^2)^2}.$$

Ist die Länge von a gegen den Abstand r zu vernachlässigen, so folgt:

$$F = -\frac{2M\mu}{r^3}.$$

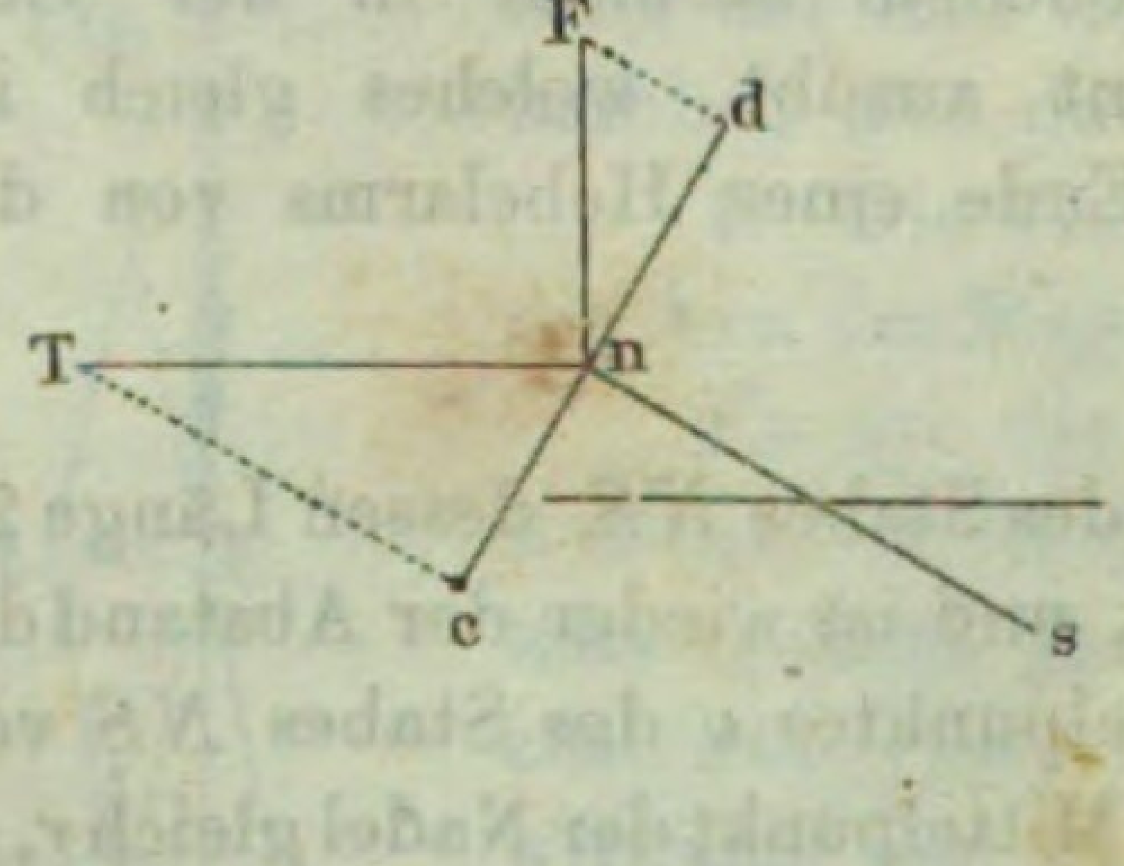
Das auf beide Pole der Nadel ausgeübte Drehungsmoment ergäbe sich zu

$$\frac{2MM_I}{r^3}.$$

In beiden Fällen 1 und 2 ist also unter Vernachlässigung der gegen den Abstand r kleinen Grössen die gegen die Axe der Nadel senkrechte Resultante der Wirkungen des Magnetstabes der dritten Potenz des Abstandes ihres Mittelpunktes von dem Mittelpunkt des Stabes proportional[1]).

159 Ist aber die Nadel vor dem einen Pol des Stabes aufgehängt, so ist das Drehungsmoment doppelt so gross, als wenn der Stab vor dem einen Pol der Nadel sich befindet. — Durch den Einfluss dieses Drehungsmomentes werde im letzteren Falle die Nadel aus dem magnetischen Meridian um den Winkel φ abgelenkt. Es nähert oder entfernt sich hierdurch der eine und andere Pol ein wenig von dem ablenkenden Magnetstab. Wir wollen diese Aenderung der Entfernung r vernachlässigen, eben so wie die dadurch bewirkte Veränderung der Richtung der Resultante. Soll nun dieselbe unter dem gemeinschaftlichen Zuge der horizontalen Componente des Erdmagnetismus T (nT in Fig. 119) und der Kraft f (nF in der Figur) im Gleichgewicht sein, so müssen die beiden auf der Axe der Nadel senkrechten Componenten (nc und nd) gleich sein. Es ist nun $nc = nT \sin\varphi$ und $nd = nF \cos\varphi$; ferner ist die Wirkung der horizontalen Componente T des Erdmagnetismus auf die Nadel $nT = \mu T$, und so ergiebt sich

Fig. 119.



$$\mu T \sin\varphi = \frac{M\mu}{r^3}\cos\varphi,$$

d. i.

$$r^3 tg\,\varphi = \frac{M}{T}.$$

1) Dieselben Resultate ergeben sich auch aus §. 100 und dem §. 101 angeführten Gauss'schen Satze.

Würden wir den Winkel $\varphi_{\prime}$ bei der zweiten Lage des Magnetstabes bestimmen, so würde $r^3 tg\varphi_{\prime}$ sich gerade doppelt so gross ergeben müssen, da in diesem Falle

$$\frac{r^3 tg\varphi_{\prime}}{2} = \frac{M}{T}$$

wäre.

Aus den beiden Formeln: 160

$$TM = \frac{\pi^2 k}{t^2}$$

$$\frac{M}{T} = r^3 tg\varphi = \frac{r^3 tg\varphi_{\prime}}{2}$$

erhalten wir nun:

$$T = \frac{\pi}{t}\sqrt{\frac{k}{r^3 tg\varphi}} = \frac{\pi}{t}\sqrt{\frac{2k}{r^3 tg\varphi_{\prime}}}$$

$$M = \frac{\pi}{t}\sqrt{kr^3 tg\varphi} = \frac{\pi}{t}\sqrt{\frac{kr^3 tg\varphi_{\prime}}{2}}.$$

Der Werth für $\frac{M}{T}$ ist hier berechnet, indem angenommen wurde, dass die Länge des Magnetstabes NS gegen seine Entfernung von der Magnetnadel vernachlässigt werden könne. Ist dies nicht der Fall, so erhält man nach den beiden erwähnten Methoden für $\frac{M}{T}$ Ausdrücke von der Form:

$$tg\varphi = \frac{M}{T}\left(\frac{x}{r^3} + \frac{y}{r^5} + \cdots\right)$$

wo x und y Constante sind. Diese Reihe kann nur ungerade Potenzen von r enthalten, da die Ablenkung φ beim Umlegen des Stabes NS auf die entgegengesetzte Seite der Nadel ns bei gleicher Entfernung $(-r)$ von derselben gleich aber entgegengesetzt $(-\varphi)$ werden muss.

Stellt man die Versuche bei mehreren Abständen r an, so kann man die Coëfficienten x und y eliminiren und so wiederum den Werth $\frac{M}{T}$ bestimmen.

Nehmen wir wie früher als Einheiten die Masse eines Milligramms 161 und den Millimeter, als Einheit der Zeit die Secunde, so haben wir hiernach folgende Maasse für T und M.

Die horizontale Componente des Erdmagnetismus wird gemessen durch eine lineare Grösse. Sie wird bestimmt durch das Drehungsmoment, welches sie auf einen senkrecht gegen ihre Richtung gestellten Magnet vom magnetischen Moment Eins ausübt; oder mit an-

deren Worten durch die Anzahl Masseneinheiten (Milligramme), welche unter dem Einfluss der beschleunigenden Kraft 1 mit gleichem Druck an dem Ende eines horizontalen Hebels von der Länge von 1^{mm} wirken würden.

Das magnetische Moment M des Magnetstabes ist aber gemessen durch eine Grösse vierten Grades in Bezug auf die Längendimension, also durch das Product einer Masse in eine Länge, z. B. eines Hebelarms in die an dem Ende desselben angebrachte Masse. Als Einheit derselben kann man das magnetische Moment eines Magnetstabes von der Länge von 1^{mm} betrachten, welcher einem eben so grossen Magnetstab, dessen Axe auf ihm senkrecht steht und seine Länge halbirt, und welcher in der Entfernung von 1^{mm} von ihm sich befindet, ein reducirtes Drehungsmoment ertheilt, welches gleich ist dem Druck der durch die beschleunigende Kraft 1 gezogenen Masseneinheit eines Milligramms an dem Ende eines Hebelarms von der Länge eines Millimeters.

Sind die bei der Bestimmung des Trägheitsmomentes und der Länge r verwendeten Gewichts- und Längeneinheiten resp. n und p mal so klein, so wird $K \cdot n p^2$, und $r^3 \cdot p^3$ mal so gross ausfallen. Der Werth T_0, unter Anwendung dieser neuen Einheiten, wird dann

$$T_0 = T\sqrt{\frac{n p^2}{p^3}} = T\sqrt{\frac{n}{p}}.$$

Um daher die in englischen Gewichts- und Maasseinheiten (1 Grain $=$ $64{,}799^{mllgr}$, 1 Fuss $= 304{,}7945^{mm}$) erhaltenen Werthe von T in französischen Einheiten auszudrücken, muss man T mit $\sqrt{\frac{64{,}799}{304{,}7945}} = 0{,}46108$ multipliciren. Derselbe Factor ergiebt sich für die Reduction der in russischen Einheiten (1 Pfund $= 409512^{mllgr}$, 1 Zoll $= 25{,}3995^{mm}$) erhaltenen Werthe gleich $\sqrt{\frac{409512}{25{,}3995}} = 126{,}98$.

Experimentelle Bestimmung der Werthe MT und $\frac{M}{T}$.

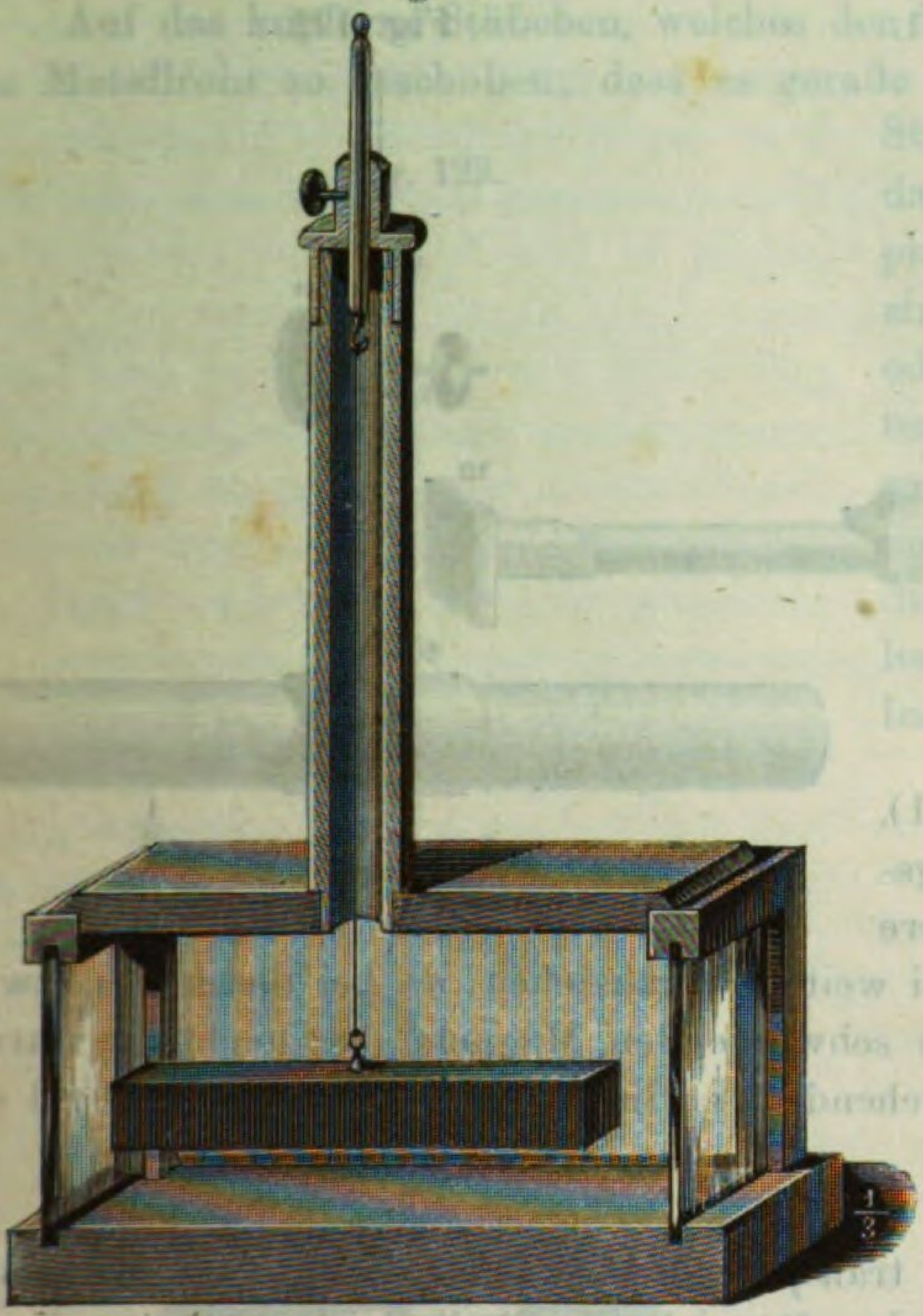
162 Zur Ausführung der Beobachtungen, welche zur Bestimmung der Werthe TM und $\frac{M}{T}$ erforderlich sind, bedarf man zweier Apparate; einmal eines Apparates, in welchem man die Schwingungsdauer und das Trägheitsmoment eines Magnetstabes bestimmt, und sodann einer Boussole, deren Nadel bei den verschiedenen Stellungen des Magnetstabes abgelenkt wird.

Den zu ersteren Zwecken dienenden Apparat bezeichnet man mit dem Namen Magnetometer.

Eine kleinere Form desselben, welche für manche physikalischen Zwecke genügen dürfte, ist von Weber angegeben worden.

Der Apparat (Fig. 120) besteht aus einem viereckigen Kasten, in welchem an einem Bündel von Coconfäden ein Magnetstab von etwa 100^{mm} Länge, $17{,}5^{mm}$ Breite und Höhe vermittelst eines kleinen Häkchens aufgehängt ist. Der Kasten ist gegenüber den Endflächen des Magnetes mit Glasplatten versehen, um durch diese den Magnet beobachten und die Zahl der Schwingungen zählen zu können, welche er vollbringt, nachdem er durch einen von der Seite genäherten Magnetstab aus seiner Ruhelage abgelenkt worden ist. Für eine genauere Zählung könnte man an der Endfläche des Stabes einen feinen verticalen Strich verzeichnen, und denselben durch ein mit Fadenkreuz versehenes Fernrohr betrachten, dessen Axe mit der Axe des Magnetes in seiner Ruhelage übereinstimmt. Bei den Oscillationen des Magnetes geht dann jedesmal der Strich am Magnet bei dem mittleren Faden des Fadenkreuzes im Fernrohr vorbei, und man kann genau die Zeit dieses Vorbeiganges und so die Oscillationsdauer des Magnetes bestimmen. Das Trägheitsmoment des Magnetstabes ergiebt sich hier durch eine einfache Rechnung, da man das Trägheitsmoment des Häkchens, an dem derselbe aufgehängt ist, vernachlässigen kann. Ist die Länge des Magnetes a, die Breite b, das Gewicht G, die Beschleunigung der Schwere g, so ist das Trägheitsmoment:

Fig. 120.



$$k = \frac{a^2 + b^2}{12 \, . \, g} \; G.$$

Nehmen wir, wie bei den früheren Betrachtungen, als Einheit der Masse die eines Milligramms und ist G in Milligrammen gegeben, so fällt der Werth g in dieser Formel fort.

Noch sicherer, als in der angegebenen Weise, kann man die Oscillationsdauer des Magnetes bestimmen, wenn man an demselben einen Spiegel befestigt, und vermittelst eines Fernrohres in dem letzteren das Spiegelbild einer ihm in einiger Entfernung gegenübergestellten Scala beobachtet.

Man kann den Spiegel an dem in einem Kasten oder an einem festen Punkte an der Decke des Zimmers aufgehängten Magnetstab vorn an der

Fig. 121.

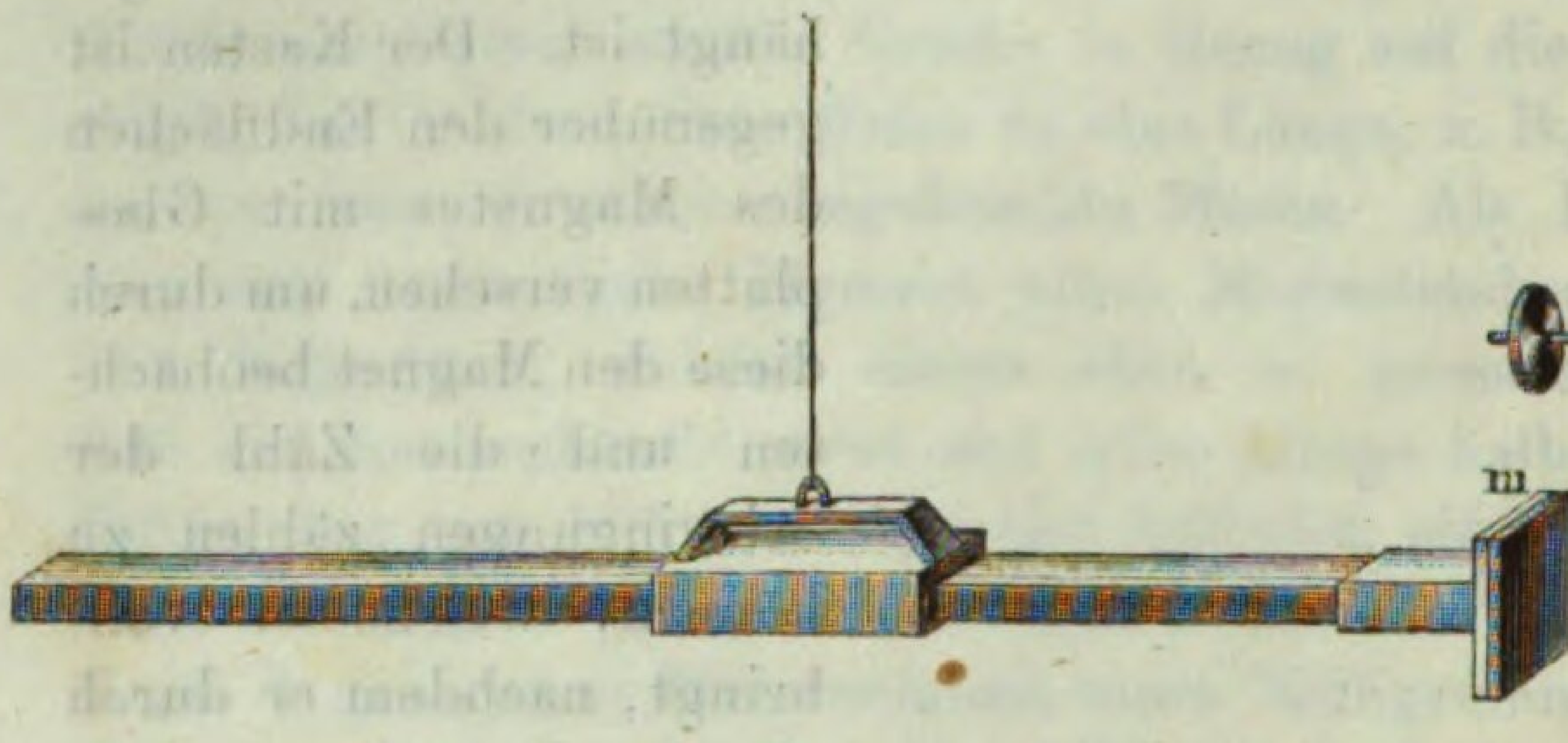
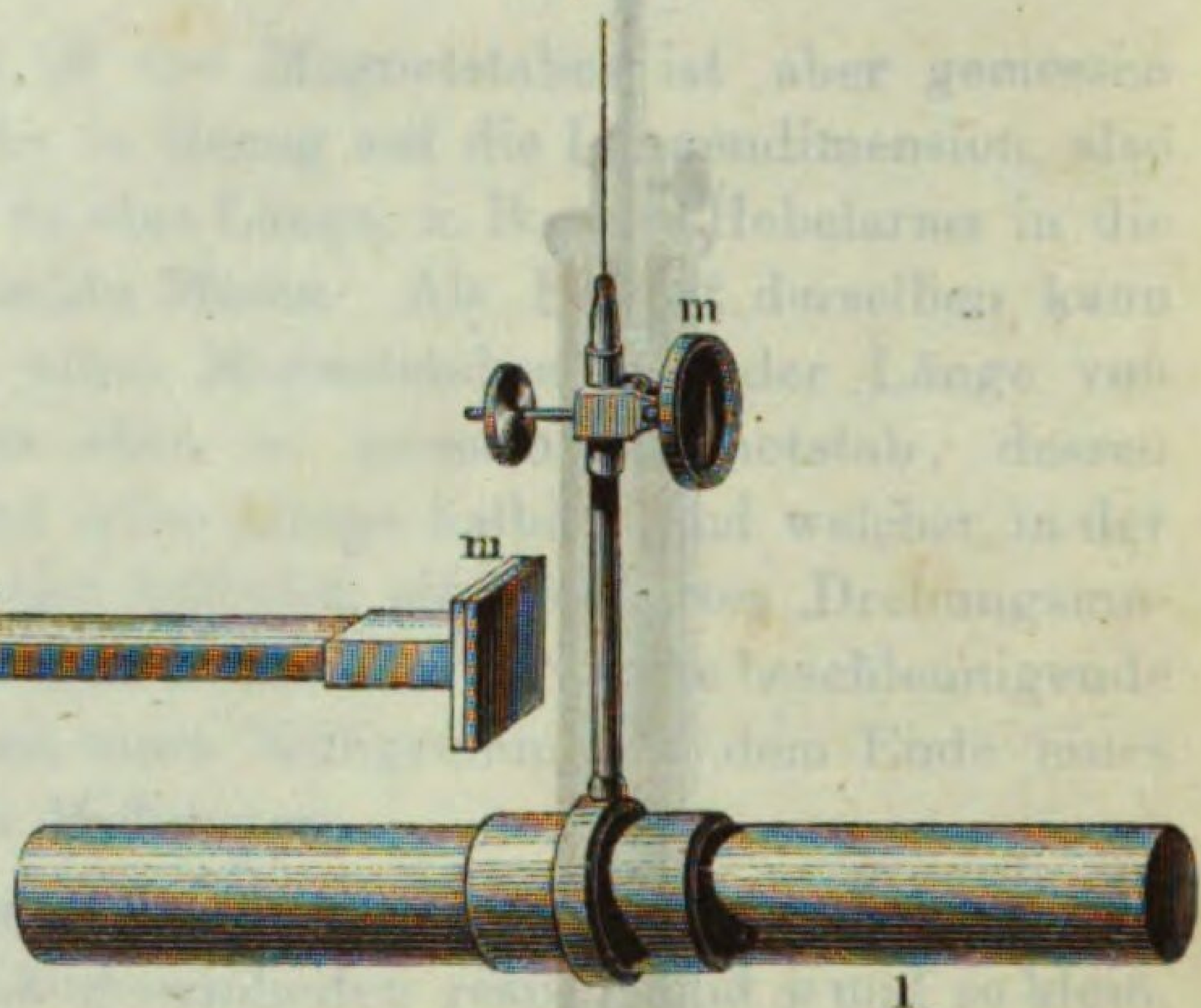


Fig. 122.



Endfläche befestigen (Fig. 121), oder auch an seiner Drehungsaxe (Fig. 122). Die letztere Methode ist der ersteren bei weitem vorzuziehen, da bei dieser bei etwas grösseren Elongationen des schwingenden Magnetstabes leicht die durch die Axe des Fernrohres gehende Visirlinie nicht mehr den Spiegel an demselben trifft.

163 Ein sehr brauchbares transportables Magnetometer mit Spiegelablesung ist das folgende, welches für viele physikalische Versuche geeignet ist und für die meisten Zwecke, bei denen es nicht auf sehr genaue Bestimmungen, wie bei den speciellen Untersuchungen über Erdmagnetismus ankommt, hinlänglich genaue Resultate liefert.

Auf einen Rahmen (Fig. 123) von Kupferblech, der oberhalb in der Mitte durchbohrt ist, sind vier Messingstäbe aufgesetzt, auf welche eine gleichfalls durchbohrte Platte aufgeschraubt wird. Auf dieser ist ein aus zwei in einander verschiebbaren Röhren bestehendes Rohr *r* aufgesetzt, welches oben eine um die Axe des Rohres drehbare Deckplatte (Fig. 124) trägt. An dieser ist in der Mitte ein Häkchen befestigt, an dem einer oder mehrere Coconfäden herabhängen. Diese werden unterhalb an einem kupfernen Stäbchen (Fig. 122) befestigt. Das letztere ist hierzu oben der Länge nach aufgeschnitten. In den Schnitt werden die Coconfäden eingelegt, und durch einen übergeschobenen Ring fest gepresst. Unterhalb trägt das kupferne Stäbchen eine Hülse, in welche der Magnetstab eingeschoben wird. Derselbe ist cylindrisch, etwa 18 Ctm. lang und 1 Ctm. dick, aus wohlgehärtetem Stahl gefertigt, und auf irgend eine Weise stark magnetisirt. Es ist ihm sodann durch starke Erschütterungen ein Theil seines Magnetismus entzogen worden, welcher grösser ist, als der permanente Verlust, den er durch kleine unvermeid-

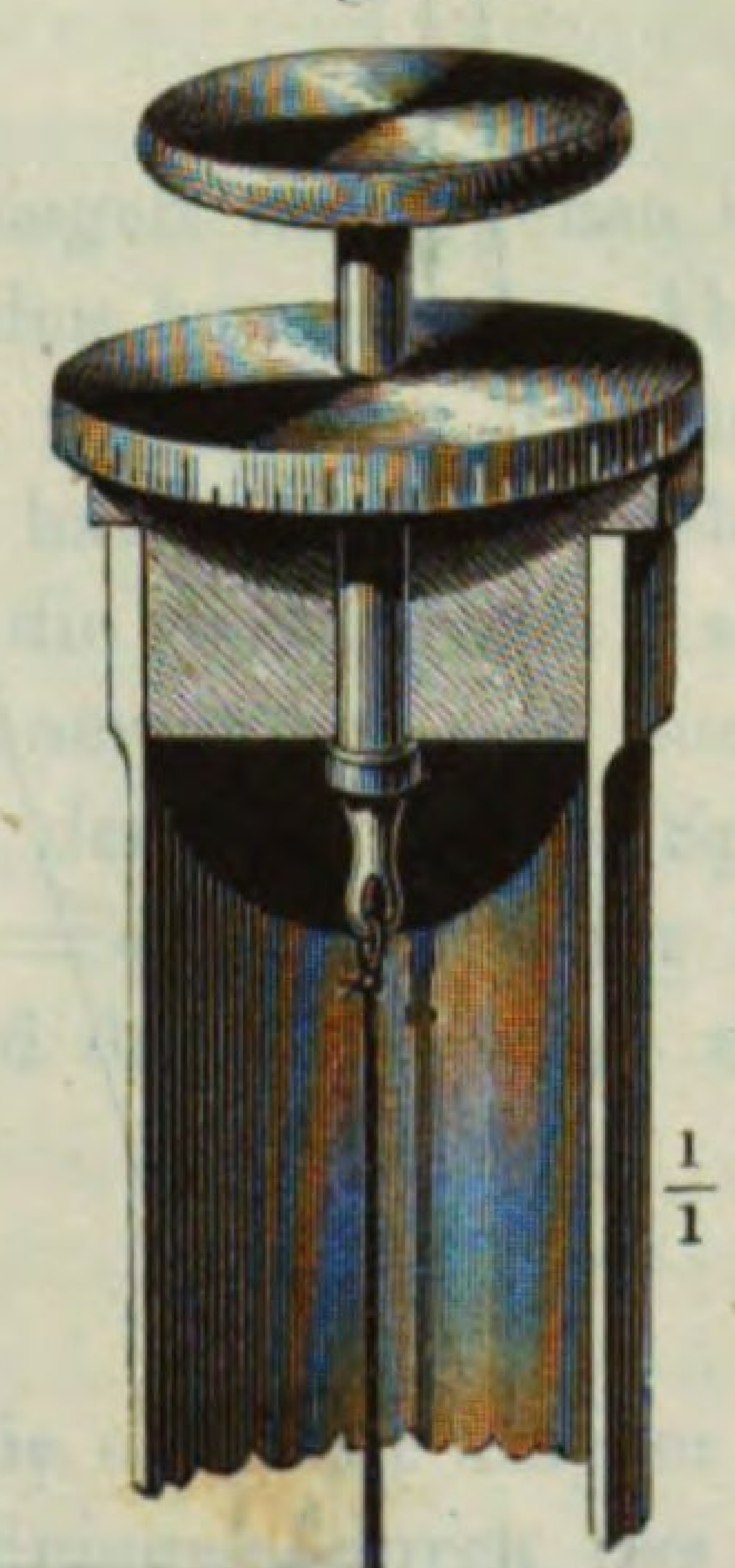
liche Erschütterungen und durch die Aenderungen der Temperatur der umgebenden Luft erfahren würde.

Auf das kupferne Stäbchen, welches den Magnet trägt, wird ein kleines Metallrohr so geschoben, dass es gerade in dem Raum zwischen den Stäben *d* sich befindet. An das Rohr ist vorn eine Metallplatte gelöthet, und auf diese ein Planspiegel *m*, von Metall oder Glas, gekittet. Im letzteren Falle ist der Spiegel zweckmässig auf der Vorderfläche versilbert, um die durch die Refraction der Lichtstrahlen im Glase bedingte Fehlerquelle zu vermeiden. Ueber die Stäbe *d* wird eine Hülse von Kupferblech geschoben, in welche nur dem Spiegel *m* gegenüber ein Fenster von Spiegelglas eingesetzt ist.

Fig. 123.



Fig. 124



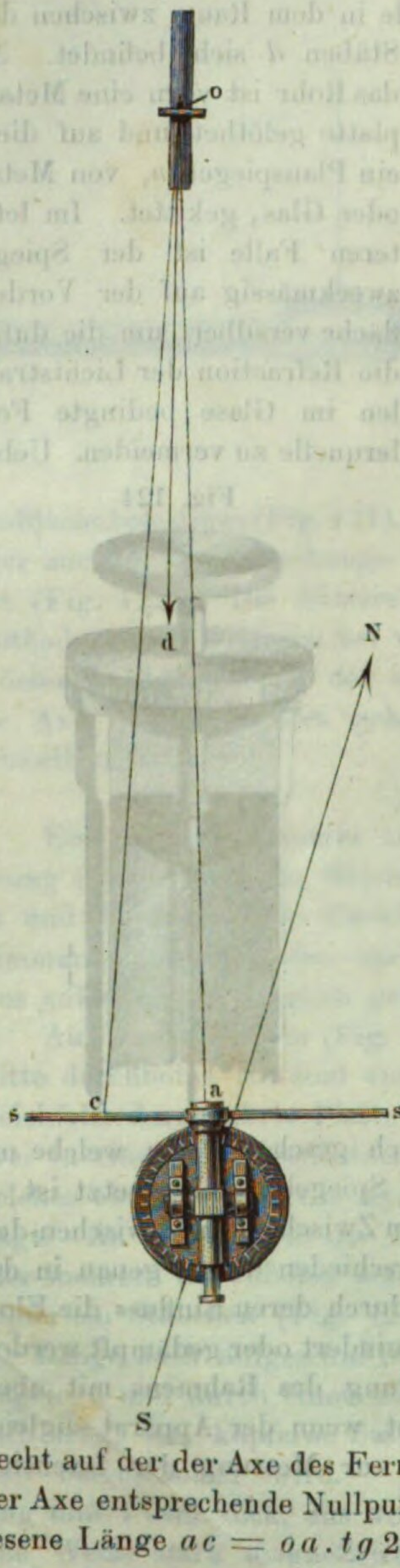
Sehr zweckmässig ist es, wenn man in den Zwischenraum zwischen dem kupfernen Rahmen und dem Magnetstab verschieden dicke, genau in den Rahmen passende Kupferhüllen legen kann, durch deren Einfluss die Elongationen der Schwingungen des Magnetes vermindert oder gedämpft werden.

Die in der Figur gezeichnete Umwindung des Rahmens mit übersponnenem Kupferdrath wird nur angebracht, wenn der Apparat zugleich als Galvanometer oder Tangentenboussole zur Messung der Intensität galvanischer Ströme dienen soll.

Bei diesen Apparaten beobachtet man die Schwingungen des Magnetes 164
vermittelst der Methode der Spiegelablesung, welche zuerst von Poggen-

dorff[1]) angegeben und von Gauss[2]) benutzt worden ist. Dem Spiegel des Magnetometers gerade gegenüber wird eine mit verkehrt geschriebenen

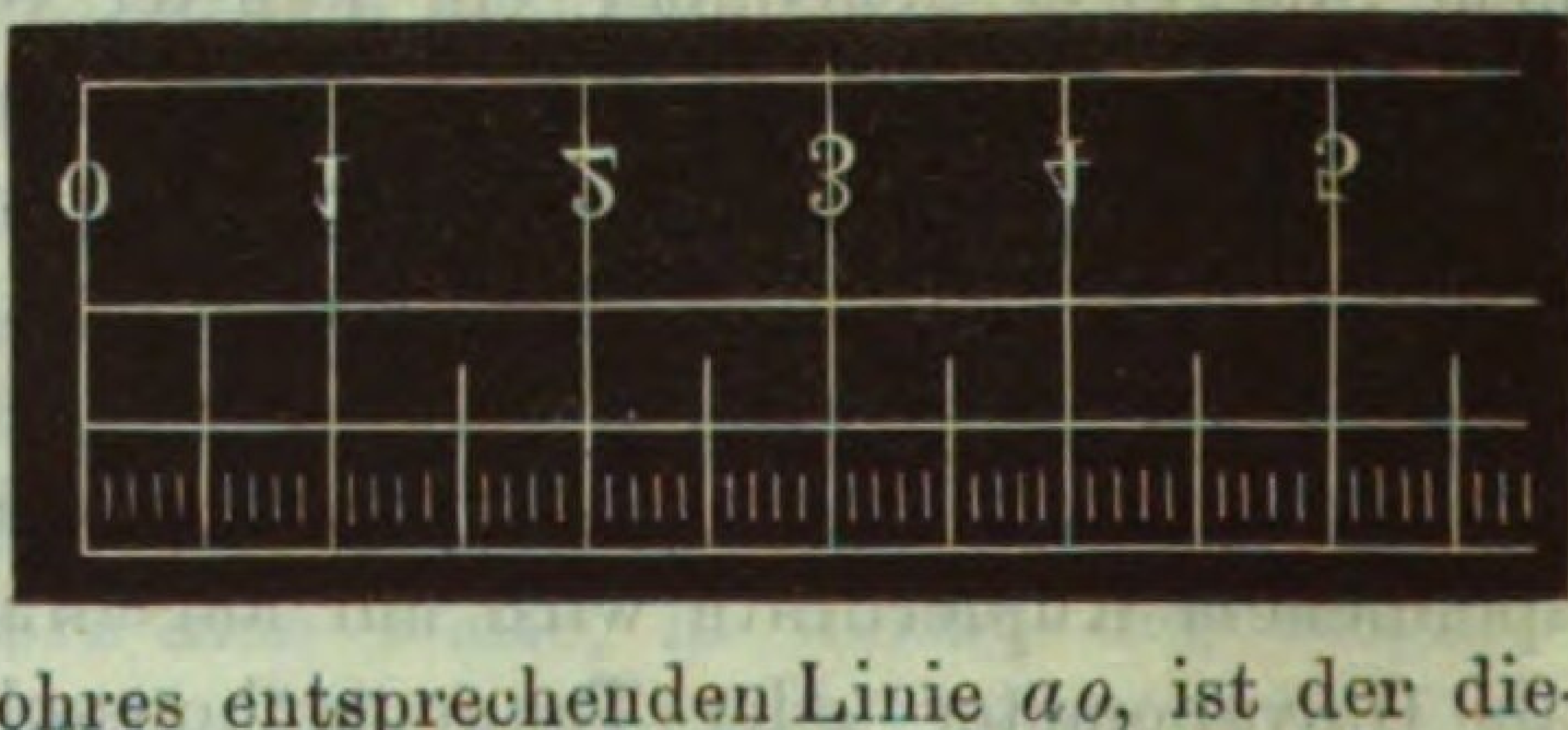
Fig. 125.



Zahlen versehene, in Millimeter getheilte Scala (Fig. 126) aufgestellt und durch ein über der Mitte der Scala befestigtes, mit Fadenkreuz versehenes Fernrohr ihr Spiegelbild in dem Spiegel betrachtet. Man bedient sich hierzu besonderer auf Papier gedruckter Scalen, welche auf eine Leiste von trockenem Holz geklebt werden. Um das Verziehen des Holzes zu vermeiden, klebt man auf die Hinterseite desselben gleichfalls einen Papierstreif. Statt der Papierscalen hat Lamont Scalen von Milchglas vorgeschlagen, welche von hinten durch Lampen beleuchtet werden. — Die Axe des Fernrohrs wird senkrecht gegen die Scala gestellt, und über die Mitte des Objectivs ein unterhalb beschwerter Faden über die Scala hinübergehängt. In der Ruhelage des Spiegels muss man dann gerade den unter dem Faden liegenden Theilstrich der Scala sehen, welcher somit den Nullpunkt der Theilung darstellt.

Dreht sich nun der Spiegel, Fig. 125, um einen Winkel $aod = \psi$, so sieht man in demselben an dem dem Fadenkreuz des Fernrohres gerade gegenüber liegenden Punkte o diejenigen Theilstriche c der Scala, deren Verbindungslinie mit dem Punkt o mit der Linie ao den Winkel 2ψ macht. Steht also die Scala genau senk-

Fig. 126.



recht auf der der Axe des Fernrohres entsprechenden Linie ao, ist der dieser Axe entsprechende Nullpunkt der Scala a, so ist die an der Scala abgelesene Länge $ac = oa \,.\, tg\, 2\psi$.

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. VII, S. 121. 1826.* — [2]) Gauss, Götting. Gelehrte Anz. 1833. Nr. 205 bis 207.

oder

$$tg\,2\,\psi = \frac{a\,c}{o\,a}.$$

Der Abstand ao ist sorgfältig in demselben Maasse zu bestimmen, in welchem auch die Scala getheilt ist. — Aus der berechneten $tg\,2\,\psi$ kann man leicht den Winkel ψ berechnen. — Nimmt man indess den Abstand ao etwa 1 bis 2 Meter gross, so ist bei geringen Ablenkungen des Spiegels die halbe Tangente des doppelten Winkels $\frac{tg\,2\,\psi}{2}$ so wenig von dem Bogen ψ selbst verschieden, dass in den meisten Fällen die direct beobachtete Ablenkung der ablenkenden Kraft proportional gesetzt werden kann, wenn diese der $tg\,\psi$ oder dem Winkel ψ entspricht. (Bei einem Abstand a der Scala vom Spiegel von 2 Meter und Ablenkung des Spiegels um $\psi = 1^0$ würde der entsprechende Bogen $\psi = 34{,}91$ Millimeter und $a\,\frac{tg\,2\,\psi}{2} = 34{,}92$ Millimeter betragen.

Befindet sich die reflectirende Ebene des Spiegels nicht genau in der 165
Drehungsaxe, sondern ist sie von derselben um den horizontalen Abstand b entfernt, wendet man z. B. einen Stabmagnet wie in Fig. 121 an, an dessen einem Ende der Spiegel angebracht ist, so hat man den Uebelstand, dass bei einer etwas bedeutenderen Drehung die verlängerte Axe des Fernrohres nicht mehr den Spiegel trifft. — Ferner ändert sich auch bei der Ablenkung der Abstand des Mittelpunktes der Scala vom Spiegel. Ist der Abstand der Scala von der Drehungsaxe $= a$, so ist in der Ruhelage des Magnetes dieser Abstand $a - b$. Wird der Magnet um ψ^0 abgelenkt, so ist nun dieser Abstand nahezu

$$a - b\,\cos\,\psi.$$

Steht die Axe des Fernrohres oder die Linie ao nicht auf der Scala senkrecht, oder liegt der bei der Ruhelage des Spiegels durch das Fernrohr beobachtete Nullpunkt der Scala nicht genau in der durch die Axe des Fernrohres gelegten senkrechten Ebene, so sind die bei gleichen Drehungswinkeln des Spiegels $+\,\psi$ und $-\,\psi$ nach beiden Seiten beobachteten Ablenkungen an der Scala nicht gleich. Man kann leicht Reductionsformeln aufstellen, welche die hier gefundenen Ablenkungen auf die richtigen reduciren, oder besser durch Stellschrauben die Scala so lange drehen, bis die normale Stellung derselben erreicht ist.

Man schiebt nach der ersten Beobachtung der Ruhelage des Magnet- 166
stabes nach der unten §. 172 angegebenen Methode an seine Stelle in die an dem Spiegelträger befestigte Hülse einen Messingstab von gleichem Gewichte. Bleibt dann die Stellung des Spiegels ungeändert, so hat der den Magnetstab tragende Faden in der Ruhelage desselben keine Torsion.

Die hierzu erforderliche Einstellung des Fadens kann man durch Drehung des Torsionskreises erreichen, an welchem der den Magnet tragende Faden aufgehängt ist.

Man versetzt nun den Magnet des Magnetometers in Schwingungen und beobachtet sowohl die Zeiten, in welchen derselbe durch seine Ruhelage hindurchgeht als auch in welchen er die Maxima der Elongationen nach beiden Seiten zeigt, sowie auch letztere selbst. Dann kann man die Schwingungsdauer des Magnetes berechnen. Um den Magnet in Schwingungen zu setzen, nähert man ihm in einer gegen den Meridian senkrechten Richtung den Pol eines anderen in der Hand gehaltenen Magnetstabes. Sind die Elongationen der Schwingungen zu gross geworden, so bedient man sich desselben Magnetstabes, der nicht allzustark magnetisirt sein darf, als Beruhigungsstab. In den Momenten, wo der Magnet mit dem einen oder anderen Pol auf den Beobachter zuschwingt, kehrt man demselben den diesem Pol gleichnamigen Pol des Beruhigungsstabes zu, und kehrt denselben bei jedem Wechsel der Bewegung des schwingenden Magnetes um.

Den Beruhigungsstab selbst stellt man in möglichst grosser Entfernung vom schwingenden Magnet in verticaler Stellung gegen die Wand etwa so auf, dass die Schwingungsebene des Magnetes ihn in halber Höhe schneidet. Dann wirkt er nicht ablenkend auf letzteren ein (vgl. auch §. 101).

167 Schwingt der Stab, so wird bei jeder Schwingung der ihn tragende Faden tordirt, und dadurch wird ein Drehungsmoment erzeugt, welches zugleich mit dem auf ihn wirkenden Erdmagnetismus den Stab in seine Ruhelage zurückführt. — Um dieses Drehungsmoment zu bestimmen, dreht man den Torsionskreis, welcher den Faden trägt, um etwa so viel (φ) Grade herum, als die weitesten Elongationen des Magnetes betragen, und bestimmt die Ablenkung des Magnetes aus seiner Ruhelage. Dieselbe betrage $\varphi_{\prime}^{0}$. Dann ist das Drehungsmoment, welches auf den Magnetstab durch die Torsion wirkt, proportional dem Winkel $\varphi - \varphi_{\prime}$, also $= \vartheta(\varphi - \varphi_{\prime})$, das Drehungsmoment aber, welches durch die magnetischen Kräfte ausgeübt wird, proportional dem Sinus des kleinen Winkels $\varphi_{\prime}$, für den wir den Winkel $\varphi_{\prime}$ selbst setzen können. Wir haben dann

$$\vartheta(\varphi - \varphi_{\prime}) = TM\varphi_{\prime}$$

d. i.

$$\frac{\varphi}{\varphi_{\prime}} = \frac{TM}{\vartheta} + 1.$$

Bezeichnen wir den hieraus berechneten Werth von $\frac{TM}{\vartheta} = v$, so ist die Zeitdauer der Schwingungen im Verhältniss von $1 : \sqrt{\frac{v}{v+1}}$ verringert.

1) Weber, Resultate des magn. Vereins. 1836. S. 25.*

Schwingt eine Magnetnadel für sich ohne äussere Bewegungshindernisse, so bleibt ihre Schwingungsweite völlig ungeändert. Ist dies nicht der Fall, so nimmt dieselbe ab. Diese Abnahme tritt namentlich ein, wenn die Nadel von Metallmassen umgeben ist, in denen sie bei ihren Bewegungen Ströme inducirt, deren Intensität der Geschwindigkeit der Nadel in jedem Moment proportional ist, und welche mit einer ihrer Intensität, also der Geschwindigkeit der Nadel proportionalen Kraft dieselbe in ihren Bewegungen aufhalten. 168

Eine genauere Beobachtung ergiebt, dass die Schwingungsbogen der Nadel unter dem Einfluss dieser „Dämpfung" nach dem Gesetz einer geometrischen Reihe abnehmen. Nimmt man daher die (natürlichen) Logarithmen irgend zweier auf einander folgender Schwingungsbogen, so ist ihre Differenz constant. Man bezeichnet diese constante Differenz mit dem Namen des logarithmischen Decrementes.

Es ist nöthig, bei den Schwingungen einer Nadel unter dem Einfluss der Dämpfung sowohl den quantitativen Werth dieser Dämpfung zu bestimmen, als auch die Schwingungsdauer der Nadel und ihre Gleichgewichtslage aus den Beobachtungen des Standes der Nadel bei ihren grössten Abweichungen von derselben, also den Wendepunkten ihrer Schwingungen zu bestimmen. Eine Anleitung hierzu ist von Gauss [1]) gegeben.

Wir setzen stets kleine Schwingungsbogen der Nadel voraus, wie sie beim Magnetometer mit Spiegelablesung beobachtet werden, so dass wir die in jedem Moment auf die Nadel wirkende Directionskraft des Erdmagnetismus als proportional ihrer Abweichung von der Gleichgewichtslage betrachten können.

Berechnung der Schwingungsdauer.

Bezeichnet x die Ablenkung der Nadel zur Zeit t, p den Scalentheil, auf den sie in ihrer Ruhelage einspielt, n^2 die Richtkraft, welche auf die Nadel wirkt, dividirt durch ihr Trägheitsmoment; $2\,\varepsilon$ die verzögernde Kraft der Dämpfung für die Geschwindigkeit der Nadel gleich 1, gleichfalls dividirt durch ihr Trägheitsmoment, so ist die Differentialgleichung ihrer Bewegung: 169

$$\frac{d^2x}{dt^2} + n^2(x - p) + 2\,\varepsilon\,\frac{dx}{dt} = 0.$$

Das vollständige Integral dieser Gleichung ergiebt sich zu

$$x = p + Ae^{-\varepsilon t} \sin \sqrt{n^2 - \varepsilon^2}\,(t - B) \quad . \; . \; . \; . \; (1)$$

1) Gauss, Resultate des magnet. Vereins. 1837. S. 58.*

wo A und B Constante, e die Basis des natürlichen Logarithmensystems ist.

Ist die dämpfende Kraft $\varepsilon = 0$, so ist

$$x_0 = p + A \sin n (t - B) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Das Maximum der Elongation nach der einen oder anderen Seite der Ruhelage p wird mit und ohne Dämpfung eintreten, wenn resp.

$$1) \sin \sqrt{n^2 - \varepsilon^2}\,(t - B) = 1,\ 2) \sin n\,(t - B) = 1 \text{ ist.}$$

Ohne Dämpfung bleibt die Amplitüde der Schwingungen daher constant gleich A; unter dem Einfluss der Dämpfung ist sie $Ae^{-\varepsilon t}$.

Es nimmt also bei gleichbleibender Schwingungsdauer zwischen je zwei extremen Elongationen die Schwingungsweite, wie wir oben erwähnt, nach dem Gesetz einer geometrischen Reihe ab.

Ihre Ruhelage p wird die Nadel in beiden Fällen jedesmal einnehmen, wenn

$$1) \sin \sqrt{n^2 - \varepsilon^2}\,(t - B) = 0 \text{ oder } 2) \sin n\,(t - B) = 0 \text{ ist} \quad (3)$$

Dies tritt zuerst ein, wenn t einen solchen Werth t_l erhält, dass $t_l - B = 0$ ist.

Bezeichnet T_l und T die Zeit einer Schwingung von der Ruhelage p nach einer Seite und zurück zur Ruhelage mit und ohne Dämpfung, so muss in beiden Fällen, resp. wiederum zur Zeit T_l oder T

$$1) \sin \sqrt{n^2 - \varepsilon^2}\,(t_1 + T_1 - B) = 0 \text{ oder } 2) \sin n\,(t_1 + T - B_1) = 0 \text{ sein.}$$

Dies tritt ein, wenn

$$1) \sqrt{n^2 - \varepsilon^2}\,(t_1 + T_1 - B) = \pi$$

oder

$$2) n\,(t_l + T - B) = \pi \text{ ist.}$$

Nach Abzug des oben für t_1 erhaltenen Werthes $t_1 - B = 0$ bleibt

$$1) \sqrt{n^2 - \varepsilon^2}\ T_l = \pi \text{ oder } 2) n\,T = \pi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Die Schwingungsdauer ist also bei Anwendung der Dämpfung grösser als ohne dieselbe. — Aus der beobachteten Schwingungsdauer T_l ergiebt sich unmittelbar die Schwingungsdauer ohne Einfluss der Dämpfung

$$T = T_l \frac{\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}}{n} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Das Verhältniss zweier auf einander folgenden Amplitüden, der unter dem Einfluss der Dämpfung schwingenden Magnetnadel ist, wenn die Zeit des Eintreffens der ersten t ist,

$$\frac{Ae^{-\varepsilon t}}{Ae^{-\varepsilon(t+T_l)}} = e^{\varepsilon T_l}.$$

Bezeichnet λ das logarithmische Decrement der Schwingungen, so ist

$$\lambda = \log nat\ e^{\varepsilon T_l} = \varepsilon\,T_l \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Führt man den hieraus berechneten Werth für ε und den Werth für n aus Gleichung 4 in die Gleichung 5 ein, so erhält man

$$\frac{\pi^2}{T^2} = \frac{\pi^2}{T_l^2} + \frac{\lambda^2}{T_l^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Ist das logarithmische Decrement, wie es gewöhnlich geschieht, nach dem Briggi'schen Logarithmensystem zu $l = m\lambda$ bestimmt, wo m der Modul der Briggi'schen Logarithmen ist, so hat man

$$\frac{\pi^2}{T^2} = \frac{\pi^2}{T_l^2} + \frac{l^2}{m^2 T_l^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Kennt man also die Schwingungsdauer T_l der Nadel unter dem 170
Einfluss der Dämpfung, so wie das logarithmische Decrement $\lambda = \frac{l}{m}$ ihrer Schwingungen, so kann man die Schwingungsdauer T der Nadel ohne Dämpfung nach dieser Formel berechnen.

Führt man aus den Gleichungen 4 und 6 die Werthe für n und $\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}$ so wie für ε in die Gleichungen 1 und 2 ein, so erhält man als Gleichungen für den Stand der Nadel mit und ohne Dämpfung für die Zeit t:

$$x = p + A e^{\frac{-\lambda t}{T_l}} . \sin \frac{\pi}{T_l}(t - B) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

$$x_0 = p + A \sin \frac{\pi}{T}(t - B) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Die Berechnung der Schwingungsdauer T_l ist angestellt, indem dieselbe als die Zeit angesehen wird, während welcher die Nadel von ihrer Ruhelage nach der einen Seite und in die Ruhelage zurückschwingt. — Die Hälfte der Zeit $\frac{T_l}{2}$ entspricht indess nicht genau der Zeit, während welcher die Nadel von der Ruhelage bis zu ihrer grössten Elongation kommt, bei welcher $\frac{dx}{dt} = 0$ wird. Für diesen Moment ist

$$\frac{dx}{dt} = 0 = A^{\frac{-\lambda t_0}{T_l}} \left[-\frac{\lambda}{T_l} \sin \frac{\pi}{T_l}(t_0 - B) + \frac{\pi}{T_l} \cos \frac{\pi}{T_l}(t_0 - B) \right] \quad (11)$$

also

$$tg \frac{\pi}{T_l}(t_0 - B) = \frac{\pi}{\lambda} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Setzt man $arc\ cotg \frac{\pi}{\lambda} = \varphi$, so ergiebt sich die Zeit, $t_0 - B$, welche vergeht, bis die Nadel aus ihrer Ruhelage bis zur grössten Elongation ausschwingt:

$$t_0 - B = \frac{1}{2} T_l - \varphi \frac{T_l}{\pi} .$$

Wird φ in Graden gemessen, so ist $\pi = 180^0$, also

$$t = \frac{1}{2} T_I - \frac{\varphi}{180^0} T_I.$$

Die Zeit der Schwingung von der Ruhelage bis zur grössten Amplitüde wird bei den verschiedenen Schwingungen von Anfang an dieselbe sein. — Alle Stillstände der Nadel treten also um gleich viel früher ein, als die Hälfte der Zeiten zwischen zwei Durchgängen durch die Ruhelage. — Die Differenz zwischen den Zeiten zweier solcher Stillstände entspricht daher direct derselben Schwingungsdauer, wie sie aus dem wiederholten Durchgang der Nadel durch den Ruhepunkt p abgeleitet ist.

171 Die nach der gegebenen Anleitung berechnete Schwingungsdauer T der ohne Einfluss der Dämpfung schwingenden Nadel gilt für grössere Schwingungsbogen. Da dieselbe mit dem Wachsen der Schwingungsbogen wächst, ist sie auf unendlich kleine Schwingungsbogen zu reduciren. Die Zeitdauer einer unendlich kleinen Schwingung sei T_0, so ist

$$T = T_0\left(1 + \frac{1}{4} sin^2 \frac{1}{4} \alpha + \frac{1}{4} \frac{9}{16} sin^4 \frac{1}{4} \alpha + \ldots\right)$$

wo α den Schwingungsbogen bezeichnet, welcher der Schwingungsdauer T entspricht. Sind die Schwingungsbogen klein, so braucht man nur das quadratische Glied der Reihe zu berücksichtigen, und kann für den Sinus den Bogen setzen. Dann ist

$$T = T_0\left(1 + \frac{1}{64} \alpha^2\right) \text{ oder auch } T_0 = T\left(1 - \frac{1}{64} \alpha^2\right).$$

Nehmen, wie bei Anwendung der Dämpfung, die Schwingungbogen nach dem Gesetz einer geometrische Reihe ab, deren Quotient L sei, so lässt sich die mittlere reducirte Schwingungsdauer von n Schwingungen der Nadel schon aus der Schwingungsdauer der ersten Schwingung und der Elongation α der ersten und der der nten Schwingung ableiten. Es ist nämlich die auf unendlich kleine Bogen reducirte Schwingungsdauer:

Schwingung.	Elongation.	Reducirte Schwingungsdauer.
1.	α	$T\left(1 - \frac{1}{64}\alpha^2\right)$
2.	$\alpha_2 = \alpha L$	$T\left(1 - \frac{1}{64}\alpha^2 L^2\right)$
n	$\alpha_n = \alpha L^{2n-1}$	$T\left(1 - \frac{1}{64}\alpha^2 L^{2n-1}\right) = T\left(1 - \frac{1}{64}\alpha_n{}^2\right).$

Die mittlere reducirte Dauer einer dieser Schwingungen ist demnach

$$T_0 = T - \frac{T}{64\,n}\left(\frac{\alpha^2 - \alpha_n{}^2 L^2}{1 - L^2}\right).$$

Sind die Amplitüden, welche man bei der ersten und mten Schwingung beobachtet hat, h und h_m, so ist

$$h = \frac{1}{2}\left(\frac{\alpha}{L} + \alpha\right);\ h_m = \frac{1}{2}(\alpha_m + \alpha_m L)$$

also

$$T_0 = T - T\,\frac{h_m^2 - h_m^2}{16\,m}\,\frac{L}{(1+L)^2(1-L^2)}.$$

Ist das logarithmische Decrement in Briggi'schen Logarithmen

$$l = log\frac{1}{L}$$

klein, so kann man nach Gauss den Bruch

$$\frac{L}{(1+L)^2(1-L^2)} = \frac{m}{8\,l}$$

setzen, wo m der Modulus des Briggi'schen Systems.

Man erhält dann die mittlere reducirte Schwingungsdauer

$$T_0 = \frac{T\,m\,(h^2 - h_n^2)}{128\,l\,n}.$$

Berechnung der Ruhelage der Nadel.

Sind drei auf einander folgende Amplitüden der Schwingungen der Nadel nach entgegengesetzten Seiten X_I, X_{II}, X_{III}, so wird bei geringer Abnahme der Schwingungsbogen der Ruhebestand p der Nadel das Mittel aus der mittleren Stellung von X_I und X_{II} und X_{II} und X_{III} sein, also 172

$$p = \frac{\frac{1}{2}(X_I + X_{II}) + \frac{1}{2}(X_{II} + X_{III})}{2} = \frac{X_I + 2\,X_{II} + X_{III}}{4} \quad (1)$$

Bei grösserer Abnahme der Elongationen ist indess die Ruhelage p ein wenig anders zu berechnen.

Sind X_I und X_{II} zwei aufeinander folgende Elongationen nach entgegengesetzten Seiten, von denen die erste um die Zeit t, die zweite um die Zeit $t + T_I$ erfolgt, so ist

$$X_I = p + Ae^{-\varepsilon t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2)$$

$$X_{II} = p + Ae^{-\varepsilon t - \varepsilon T_I} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (3)$$

Bezeichnet $\frac{1}{L}$ eine Zahl, deren natürlicher Logarithmus das logarithmische Decrement λ ist, so ist

$$log\ nat\ L = -\lambda = -\varepsilon\,T_I,$$

daher

$$X_{II} = p - AL.e^{-\varepsilon t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (4)$$

Aus 2 und 4 ergiebt sich

$$p = \frac{L\,X_{\prime} + X_{\prime\prime}}{1 + L} = X_{\prime} + \frac{1}{1 + L}(X_{\prime\prime} - X_{\prime}).$$

Kennt man also das logarithmische Decrement λ, so kann bei Beobachtung zweier auf einander folgender Amplitüden der Ruhestand p der Nadel nach dieser Formel berechnet werden.

173 Ist der Magnetstab nicht von regelmässiger Form, sondern wie bei den Spiegelmagnetometern mit dem Spiegel belastet, so kann man sein Trägheitsmoment nicht direct berechnen. Man bestimmt dann dasselbe durch Versuche.

Es werden zu beiden Seiten der Drehungsaxe des Magnetes in gleichen Abständen r von derselben kleine Marken auf dem Magnet verzeichnet, und auf diesen vermittelst feiner Fäden zwei gleiche Gewichte q an den Magnet gehängt, oder ringförmige Gewichte auf denselben geschoben. Bei grösseren Magnetstäben kann man auch auf denselben eine dünne Holzleiste legen, auf welcher die Gewichte q angebracht sind. Das Trägheitsmoment k des Magnetstabes wird dadurch um einen Werth $c + 2\,q\,r^2$ vermehrt, wo c eine durch das Trägheitsmoment der Holzleiste gegebene Constante ist. Wird die Schwingungsdauer t des Magnetstabes ohne Auflegen der Gewichte, so wie beim Auflegen derselben bei zwei verschiedenen Abständen $r_{\prime}$ und $r_{\prime\prime}$, von der Drehungsaxe desselben, $t_{\prime}$ und $t_{\prime\prime}$, nach den §. 169 u. folgende angegebenen Methoden bestimmt, so ist für den unbelasteten Stab

$$T M t^2 = k \pi^2$$

für den belasteten

$$T M t_{\prime}^2 = (k + c + 2\,q\,r_{\prime}^2)\,\pi^2$$
$$T M t_{\prime\prime}^2 = (k + c + 2\,q\,r_{\prime\prime}^2)\,\pi^2.$$

Aus diesen drei Gleichungen kann TM, k und c gefunden werden.

Nimmt man hier als Einheit der Zeit die Secunde, als Einheit der Entfernung und der Masse das Millimeter und Milligramm, so erhält man das absolute Maass für TM.

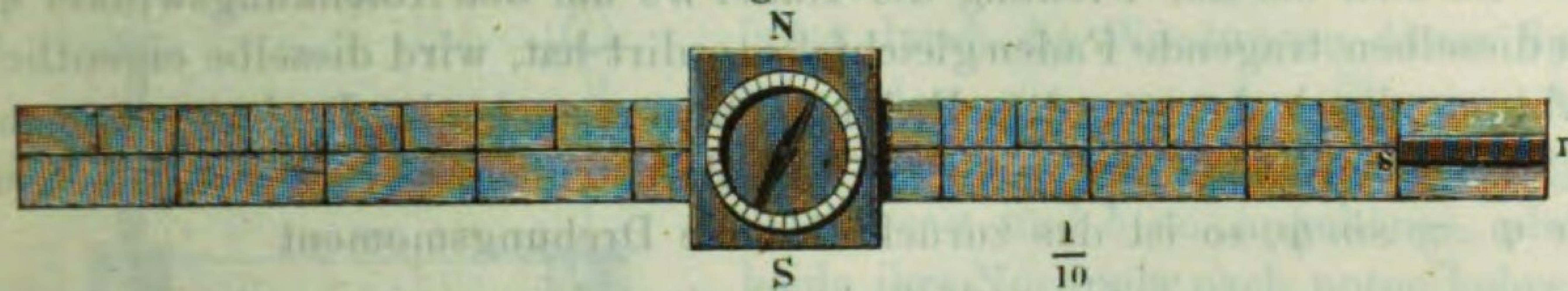
174 Bei der experimentellen Bestimmung des Quotienten $\frac{M}{T}$ kann man sich nach Weber[1]) einer gewöhnlichen Boussole (Fig. 127) bedienen, deren Kreis in Grade getheilt ist, so dass man noch 10tel Grade schätzen kann. Diese Boussole befestigt man auf der Mitte eines in halbe Decimeter getheilten Metermaassstabes, der in der auf dem magnetischen Meridian senkrechten Richtung aufgestellt ist. Man legt den am Magnetometer auf seine Schwingungsdauer untersuchten Magnetstab, dem man hierbei zweckmässig genau die Länge von 10 Centimeter giebt, in verschiedenen Entfer-

[1]) Weber, Resultate. 1836. S. 63.*

nungen von der Axe der Boussolennadel auf diesen Maassstab und bestimmt jedesmal die Ablenkung der Nadel.

Für genauere Versuche kann man die Boussole durch einen kleinen in einer dicken Kupferhülse schwebenden magnetisirten Stahl-

Fig. 127.



spiegel ersetzen, welcher einen Durchmesser von etwa 10 Millimeter und 1 Millimeter Dicke hat und an einem Coconfaden so aufgehängt ist, dass seine magnetische Axe horizontal hängt (vergl. im folgenden Abschnitt die Beschreibung des Spiegelgalvanometers). Die Ablenkungen dieses Stahlspiegels durch den ihm genäherten Magnetstab beobachtet man vermittelst der Spiegelablesung. Es ist zweckmässiger, den Magnetstab der Nadel der Boussole oder dem Stahlspiegel von Ost oder West her so zu nähern, dass die Verlängerung der Axe des Magnetstabes die Drehungsaxe derselben schneidet, als von Nord oder Süd, so dass die Axe der Nadel die Länge des Stabes schneidet, da im ersteren Falle die Ablenkungen doppelt so gross werden, wie im zweiten und auch die Abweichungen von der Symmetrie in der Aufhängung der Nadel und geringe Abweichungen der Axe des Stabes von der gegen den Meridian senkrechten Richtung einen geringeren Einfluss auf das Resultat ausüben, und die dadurch auftretenden Glieder, welche gerade Potenzen von r enthalten, viel kleiner sind.

Wenn es irgend der Raum gestattet, stellt man die Beobachtungen so an, dass man den Magnetstab gleich weit östlich und westlich von der frei aufgehängten Nadel und zwar abwechselnd mit seinem Nord- und Südpol der letzteren in verschiedenen Entfernungen $\pm r_0 \pm r_1 \pm r_2 \ldots$ von der Nadel hinlegt.

Man nimmt stets das Viertel der Summe der Ausschläge der Nadel nach beiden Seiten, wenn der ablenkende Magnetstab in einer bestimmten Entfernung in diesen vier Lagen sich befindet, als die dieser Entfernung entsprechende Ablenkung. Dieselben seien bei verschiedenen Abständen r respective $\varphi_0\ \varphi_1\ \varphi_2$. — Um nun den wahrscheinlichsten Werth von

$$\frac{M}{T} = \frac{r^3 tg\, \varphi_I}{2}$$

(vgl. §. 160) zu erhalten, bildet man nach Weber (l. c.) die Ausdrücke

$$\sum \frac{tg\, \varphi}{r^3} = A, \quad \sum \frac{tg\, \varphi}{r^5} = A_I, \quad \sum \frac{1}{r^6} = B, \quad \sum \frac{1}{r^8} = B_I,$$

$$\sum \frac{1}{R^{10}} = B_{II},$$

dann ist der wahrscheinlichste Werth von $\frac{M}{T}$

$$\frac{1}{2}\frac{A_I B_I - A B_{II}}{B_I B_I - B B_{II}}.$$

Da sich bei der Drehung der Nadel *ns* um den Ablenkungswinkel φ, der dieselben tragende Faden gleichfalls tordirt hat, wird dieselbe eigentlich nicht nur durch das von dem Erdmagnetismus ausgeübte Drehungsmoment $M T \sin \varphi$ zurückgeführt, sondern dasselbe ist um $\vartheta \varphi$ vermehrt. Setzen wir $\varphi = \sin \varphi$, so ist das zurückführende Drehungsmoment

$$(M T + \vartheta) \sin \varphi.$$

Den Werth ϑ können wir nach §. 167 mit $M T$ vergleichen, und diesen Werth in die weiteren Formeln statt $M T$ einführen, dann erhalten wir den corrigirten Werth von $\frac{M}{T}$.

Diese Correction wird indess in den meisten Fällen vernachlässigt werden können.

175 Hat man nach den vorstehend beschriebenen Methoden die horizontale Componente T des Erdmagnetismus bestimmt (dieselbe ist für unsere Gegend etwa 1,7 — 1,9), so kann man das magnetische Moment M jedes beliebigen magnetischen Körpers durch Bestimmung seines Trägheitsmomentes k und seiner Schwingungsdauer t aus der Formel

$$M = \frac{\pi^2 k}{t^2 T}$$

berechnen.

II. Elektromagnetische und elektrodynamische Messapparate.

176 Die Bestimmung der Intensität eines galvanischen Stromes geschieht gewöhnlich in der Weise, dass wir dieselbe zunächst vermittelst verschiedener Instrumente in Einheiten ausdrücken, welche für jedes dieser Instrumente verschieden sind; erst nachher reduciren wir diese Beobachtungen durch Multiplication mit einem durch das Experiment zu bestimmenden Factor auf ein gemeinsames, den obigen Definitionen des absoluten Maasses des Magnetismus entnommenes absolutes elektromagnetisches Maass.

Wir wollen zuerst die verschiedenen jetzt gebräuchlichen Messapparate näher behandeln und sodann genauer anführen, wie die durch sie gemessenen Stromintensitäten auf absolutes Maass zurückgeführt werden.

Einer der älteren Messapparate ist die von Becquerel[1]) (und Wrede) zuerst angegebene elektromagnetische Waage, welche von

[1]) Becquerel, Compt. rend. T. V, p. 35. 1837;* Pogg. Ann. Bd. XLII, S. 307.*

Lenz und Jacobi [1]) wesentlich verbessert worden ist. Unter die an kurzen Dräthen aufgehängten Schalen einer feinen chemischen Wage, Fig. 128, 177

Fig. 128.



stellt man zwei Spiralen, von denen jede aus mehreren neben einander aufgewundenen Dräthen gebildet ist. Man leitet durch die Windungen dieser Spiralen den zu messenden Strom. An den Schalen der Wage sind zwei Magnetstäbe *a* und *b* so angehängt, dass beide ihre Nordpole nach unten kehren. Die Axen der Stäbe fallen mit denen der Spiralen zusammen. Der eine von ihnen ist an einem kurzen, der andere an einem längeren Drath befestigt, so dass der eine über, der andere unter der betreffenden Spirale schwebt. Ein Glasohr schützt den letzteren vor dem Luftzuge. Durch den die Spiralen in einem bestimmten Sinne durchfliessenden Strom werden beide Magnetstäbe von denselben abgestossen, und diese Abstossung ist bei gleicher Lage der Magnetstäbe der Stromintensität proportional. Führt man daher durch Gewichte G, welche man auf die Wagschalen legt, die Magnetstäbe in ihre Gleichgewichtslage vor dem Hindurchleiten des Stromes durch die Spiralen zurück, so sind diese Gewichte gleichfalls der Stromintensität I proportional. Indess bedarf es hierbei noch einer Correction, die durch die temporäre Aenderung des Magnetismus der Stäbe durch den Einfluss des Stromes in den Spiralen bedingt ist. Lenz und Jacobi fanden z. B., als sie einen Strom von gleicher Intensität erst durch einen, dann durch sechs neben einander auf den Spiralen aufgewundene Dräthe leiteten, dass die Gewichte nicht im Verhältniss 1 : 6, sondern bei verschiedenen Stromintensitäten in einem etwas geringeren Verhältniss zu einander standen [2]).

Man kann dann den Werth I durch die Formel $I - I^2 \alpha = G$ bestimmen, wo α eine empirisch zu bestimmende Constante ist.

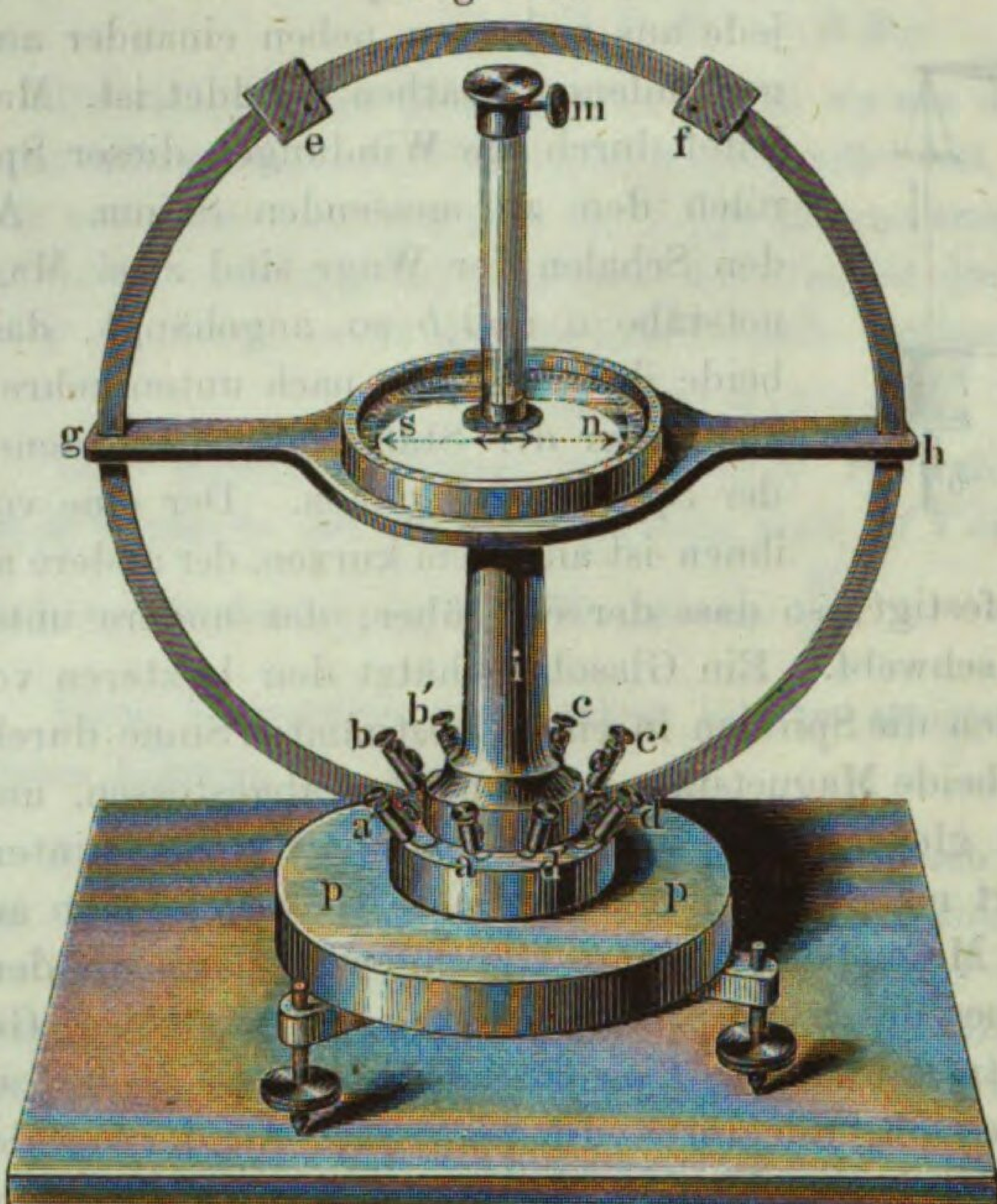
Hängt man, wie es Becquerel und E. Becquerel zu thun pflegen, beide Magnetstäbe in gleicher Lage über den Spiralen auf, und leitet den Strom so durch dieselben, dass der eine Stab angezogen, der andere abgestossen wird, sich also die Wirkungen beiderseits addiren, so wird bei dem Ausschlag der Wage die ablenkende Kraft zunehmen, da der abgestossene Stab von der Spirale sich entfernt, der angezogene sich ihr nähert. Man hat dann bei der Aequilibrirung der Wage durch Gewichte nur ein labiles Gleichgewicht und genauere Messungen sind unmöglich.

Ein bei Weitem wichtigerer und allgemeiner angewandter Apparat ist 178
Die Tangentenboussole [3]). Sie besteht aus einem oder mehre-

[1]) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 227, 239. 1839.* — [2]) Vergl. auch v. Feilitzsch, Karsten's Encyclopädie. S. 83.* — [3]) Pouillet, Compt. rend. T. IV, p. 267. 1837;* Pogg. Ann. Bd. XLII, S. 283.*

ren (Fig. 129) auf einem Brett befestigten, verticalen Ringen von mehreren von einander isolirten und durch Klammern ef fest verbundenen Dräthen, deren Enden mit den Drathklemmen aa_1 bb_1 cc_1 dd_1 verbunden sind. Auf dem Brett ist ein Ständer angebracht, der eine Boussole trägt, bestehend aus einer an einem feinen Coconfaden aufgehängten kurzen Magnetnadel ns, welche mit einem längeren aus einem geschwärzten Glasfaden gebildeten Zeiger verbunden ist, der auf einer Kreistheilung spielt. Die noch so häufig angewandte Aufhängung der Nadel vermittelst eines Achathütchens auf einer Stahlspitze bietet für genauere Zwecke wohl nicht die gehörige Beweglichkeit der Nadel dar. Will man bei der Aufhängung an einem Coconfaden die Schwankungen der Nadel vermeiden, so kann man nach Poggendorff unten an dieselbe in der Verlängerung des Coconfadens einen zweiten Faden anhängen, der unterhalb eine kleine Messingkugel trägt. Diese Kugel hängt in einem in den Ständer eingelassenen Glasrohr, dessen inneren Raum sie fast vollständig ausfüllt. Das den Drathring und die Boussole tragende Brett kann auf dem mit Stellschrauben versehenen Brett pp um seine Axe gedreht, und so der Drathring dem magnetischen Meridian parallel gestellt werden. Je nach Bedürfniss leitet man den Strom, dessen Intensität man messen will, durch einen oder mehrere der Drathringe hinter oder neben einander und beobachtet den Ausschlag der Nadel. Unter der Nadel bringt man zweckmässig eine Scheibe von recht dickem Kupferblech an. Bei den Schwingungen der Nadel werden in diesem galvanische Ströme inducirt, welche die Nadel in ihren Bewegungen aufhalten und die Schwingungen derselben dämpfen, so dass sie schneller ihre Gleichgewichtslage annimmt.

Fig. 129.



Zur Begründung der Theorie dieses Instrumentes wollen wir die Länge der Magnetnadel gegen den Durchmesser des Drathkreises vernachlässigen, und so ihre Pole nahezu in den Mittelpunkt desselben verlegen. Wir haben unter dieser Voraussetzung schon §. 141 bewiesen, dass die durch den Erdmagnetismus und den den Drathkreis durchflies-

senden Strom auf die Nadel ausgeübten Drehungsmomente sich wie der Cosinus zum Sinus ihres Ablenkungswinkels verhalten, mithin die Intensität des Stromes der Tangente des Ablenkungswinkels proportional ist.

Ist die Nadel nicht genau den Windungen parallel, sondern bildet sie mit ihnen einen kleinen Winkel φ, ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus T, so werden die durch Ströme von der Intensität $\pm I$ bedingten Ablenkungen ψ und ψ_1 der Nadel nach beiden Seiten gegeben durch die Gleichungen (§. 90)

$$I \cos(\psi - \varphi) = T \sin \psi. \qquad I \cos(\psi_1 + \varphi) = T \sin \psi_1.$$

Woraus folgt

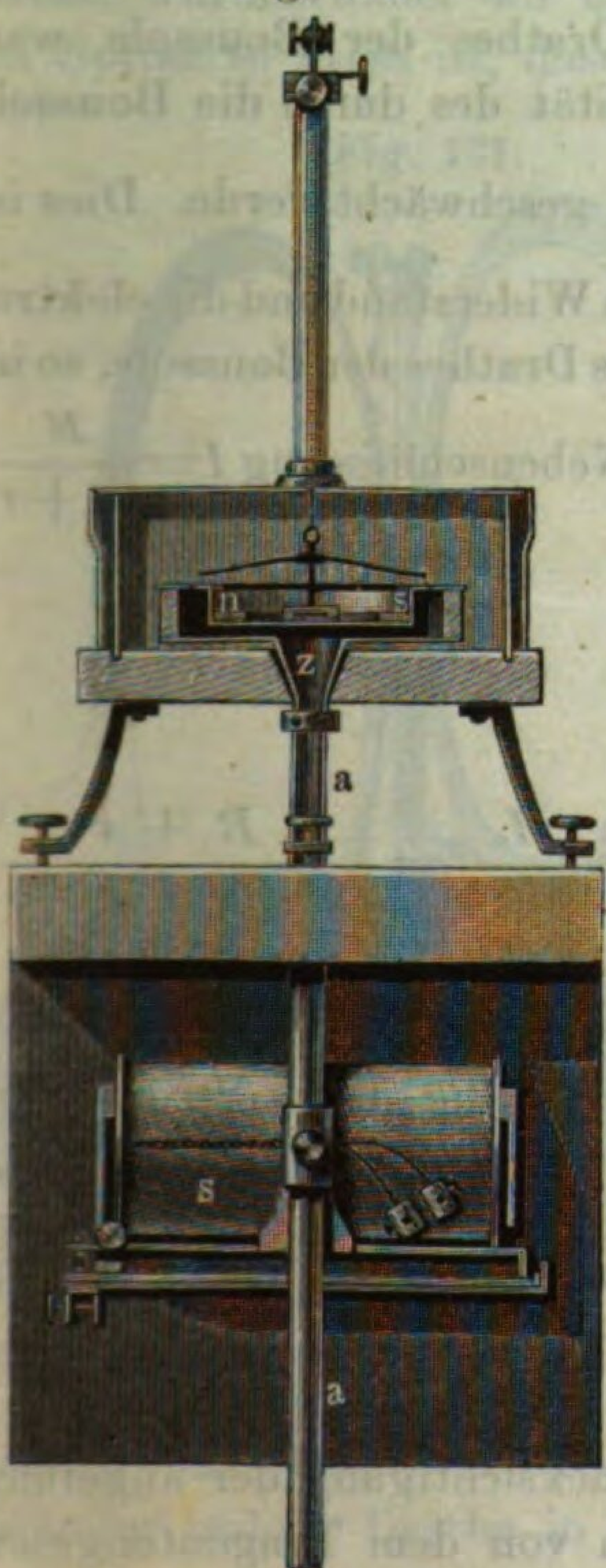
$$tg\, \varphi = \frac{ctg\, \psi_1 - ctg\, \psi.}{2}$$

Man kann also aus den Ablenkungen α und α_1 den Winkel φ berechnen, und durch Drehen der Drathwindungen dieselben richtig einstellen. Indess ist bei geringen Werthen φ der Beobachtungsfehler nicht gross, wenn man die Stromintensität I

$$I = T.\, tg\, \frac{\psi + \psi_1}{2}$$

setzt. Der Fehler im Ablenkungswinkel beträgt, wenn $\varphi = 1 - 2^0$ ist, für ψ zwischen 0 und 80^0 höchstens $\frac{1}{2}$ Minute, wenn $\varphi = 5^0$ ist, für ψ bis 60^0 nur etwa $2\frac{1}{2}$ Minuten im Maximum [1]).

Fig. 130.



Eine alte Tangentenboussole von Nervander [2]) (Fig. 130) bestand aus einer, auf einer Theilung spielenden Magnetnadel ns, unter welcher sich in einiger Entfernung eine horizontal liegende Drathspirale S befand, deren Axe mit der Richtung des magnetischen Meridians zusammenfiel. Diese Spirale S war an einem verticalen Stabe $a\,a$ befestigt, an dem sie sich auf und nieder schieben und vermittelst eines conischen Zapfens unter dem Aufhängepunkt der Magnetnadel um eine verticale Axe drehen liess. Eine auf der Theilung spielende Alhidade gestattete die Drehungswinkel zu bestimmen. Wurde nun die Spirale um 90^0 aus der Ebene des Meridians gedreht und ein Strom durch sie hindurchgeleitet, so wurde die Nadel abgelenkt, und die Stromintensität entsprach der Tangente des Ablenkungswinkels.

1) Vergl. auch Buff, Liebig Ann. Bd. LXXXVI, S. 1. 1853.* — 2) Lenz, Pogg. Ann. Bd. LIX, S. 203. 1843.*

Diesen Apparat hat namentlich Lenz zu einer Reihe von Versuchen verwendet. Neuerdings ist er indess durch die anderen Formen der Tangentenboussole völlig verdrängt worden.

179 Das Gesetz der Proportionalität der Stromintensität mit der Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel der Tangentenboussole ist nur richtig, so lange die Länge der Nadel verschwindend klein gegen den Durchmesser des sie umgebenden Drathringes ist. Sobald die Pole der Nadel aus der Ebene desselben bedeutend heraustreten, ist die Einwirkung des Stromes schwächer, und das auf sie ausgeübte Drehungsmoment ist nicht mehr proportional dem Cosinus ihrer Neigung gegen die Ringebene, sondern kleiner [1]).

Dies hat Despretz [2]) auch experimentell zu zeigen versucht, indem er nach einander zwei Punkte der zur Boussole führenden Dräthe durch eine Nebenschliessung verband, welche resp. aus 1 bis n (4) Dräthen gebildet war, deren jeder einen Widerstand besass, welcher gleich dem des zwischen den Ableitungspunkten liegenden Drathes der Boussole war. Despretz nimmt an, dass hierbei die Intensität des durch die Boussole gehenden Stromes im Verhältniss von $\frac{1}{n+1}$ geschwächt werde. Dies ist jedoch nicht richtig; denn bezeichnet R und E den Widerstand und die elektromotorische Kraft der Säule, r den Widerstand des Drathes der Boussole, so ist die Intensität I des Stromes in der Boussole ohne Nebenschliessung $I = \frac{E}{R+r}$; bei einer Nebenschliessung von n Dräthen

$$I_n = \frac{1}{n+1} \frac{E}{R + \frac{r}{n+1}}.$$

Das Verhältniss der beiden Intensitäten ist also $\frac{I_n}{I} = \frac{R+r}{(n+1)R+r}$ und nicht, wie Despretz annimmt, $\frac{1}{n+1}$ [3]).

Despretz beobachtete nun unter Anderem die durch Ströme von verschiedenen Intensitäten bewirkten Ablenkungen 40° 29′, 43° 36⅓′, 52° 53′ und 64° 32¼′, und ebenso die Ablenkungen, wenn durch obige Verzweigung nur ein Viertel des Stromes durch die Boussole floss. Die Ablenkungen hierbei ergaben sich resp. 4, 8, 10 und 20 Minuten kleiner, als es nach jenen Werthen berechnet war.

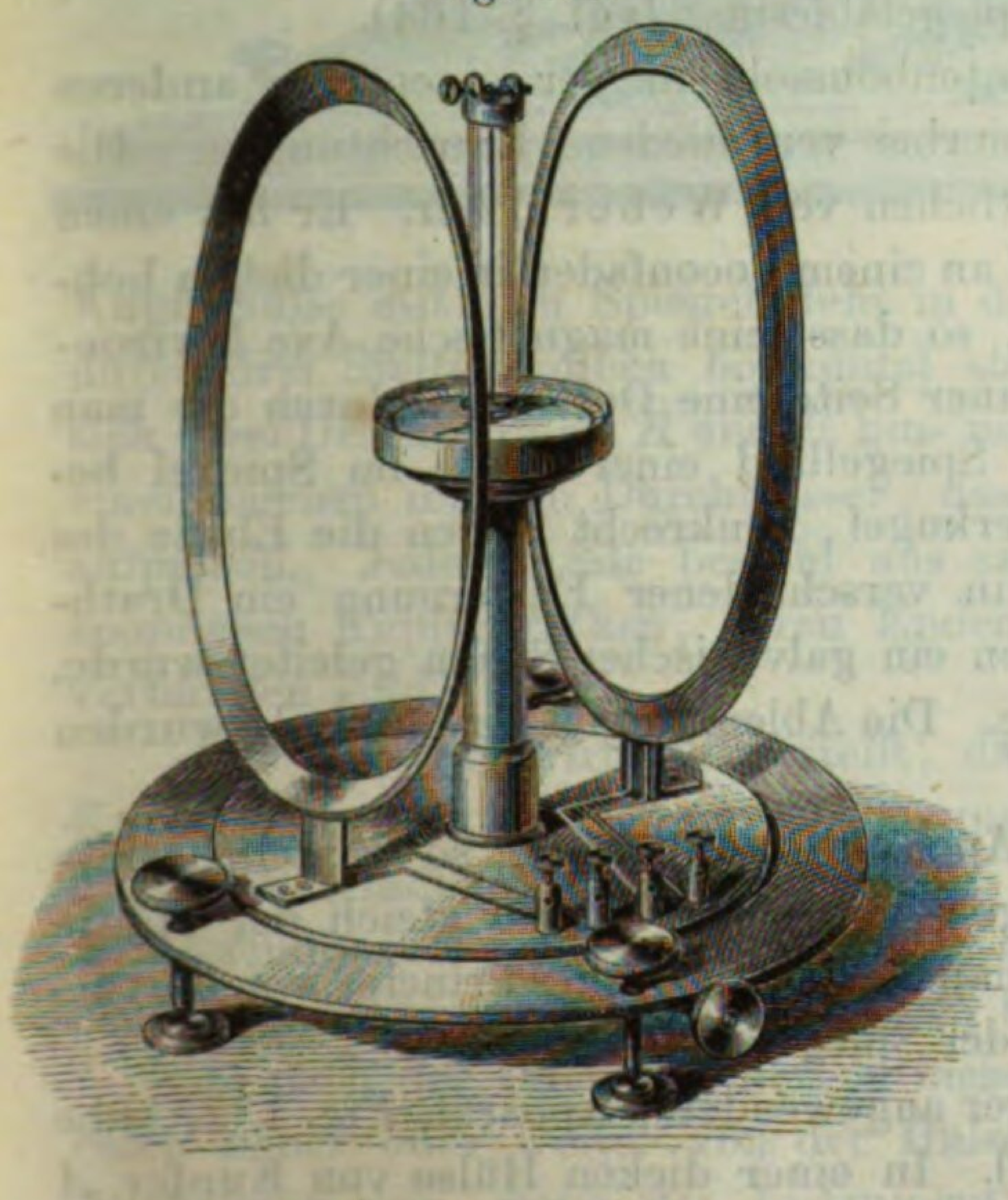
Wenn nun auch diese Versuche mit Berücksichtigung der angeführten Rechnung nur sehr geringe Abweichungen von dem Tangentengesetz ergaben, so ist es doch für genauere Messungen wünschenswerth, ein noch zuverlässigeres Maass der Stromintensität zu erhalten. Man hat daher

1) Eine Berechnung dieser Abweichung von Hädenkamp in Grunert's Archiv, Bd. XXIII, S. 217. 1854. — 2) Despretz, Compt. rend. T. XXXV, p. 449. 1852.* — 3) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 406. Anm. 1854.*

versucht, durch passende Einrichtung der Tangentenboussole das Gesez der Tangenten innerhalb möglichst weiter Grenzen zur Geltung zu bringen. Dies kann einmal dadurch geschehen, dass man die Nadel sehr kurz nimmt. Nach Weber[1]) würden die Tangenten der Ablenkungen der Nadel den Stromintensitäten fast genau proportional sein, wenn die Nadel nicht länger als $1/_4$ des Durchmessers des Drathkreises ist.

In anderer Weise geschieht dies in der von Helmholtz[2]) und Gaugain[3]) angegebenen Tangentenboussole dadurch, dass man den Mittelpunkt der Nadel nicht mit dem Mittelpunkt des sie umgebenden Drathkreises zusammenfallen lässt, sondern ihn in einer gegen die Ebene desselben senkrechten Richtung um die Hälfte des Radius verschiebt. Will man 180
dann mehrere Drathkreise anwenden, so müssen ihre Mittelpunkte sich in solchen Abständen von dem Mittelpunkt der Nadel befinden, dass stets die Radien der Kreise doppelt so gross sind wie jene Abstände. Die Kreise würden daher auf einem Kegelmantel liegen, dessen Winkel φ an der Spitze so gross ist, dass $tg\,{}^1/_2\,\varphi = 2$ ist. Dieser Winkel würde mithin 2mal 63° 26′, d. i. etwa 127° betragen. Zweckmässiger würde man auch in gleichen Abständen zu beiden Seiten der Nadel solche Drathkreise aufstellen und durch beide in gleicher Richtung den Strom leiten. Die Tangentenboussole würde mithin etwa die Einrichtung wie in Fig. 131 erhalten, bei welcher überdies die Ablesung der Ablenkungen der Nadel viel bequemer ist, als wenn dieselbe in der Mitte des Drathkreises schwebte.

Fig. 131.



Die Begründung der Richtigkeit des Tangentengesetzes bei dieser Einrichtung bis zu sehr bedeutenden Ablenkungen ergiebt sich aus den Rechnungen des §. 146 bis 148.

Auch experimentell hat Gaugain das Tangentengesetz bestätigt, indem er um einen Drath von 2 Millimeter Durchmesser als Kern vier von einander isolirte Dräthe in Schraubenwindungen von gleichem Gang auf-

[1]) W. Weber, Pogg. Ann. Bd. LV, S. 32. 1842.* — [2]) Helmholtz hat das Princip dieser Boussole schon in der Sitzung der physikalischen Gesellschaft zu Berlin am 16. März 1849 mitgetheilt und zu derselben Zeit einen Apparat nach demselben Princip construirt und benutzt. — [3]) Gaugain, Compt. rend. T. XXXVI, p. 191. 1853;* Pogg. Ann. Bd. LXXXVIII, S. 442.*

wickelte, die so gewonnene Spirale um eine kreisförmige Scheibe legte, und der Magnetnadel so gegenüberstellte, dass der Abstand des Mittelpunktes der Scheibe von dem Mittelpunkt der Nadel gleich ihrem halben Radius war. Der Strom wurde durch einen oder mehrere der schraubenförmigen Dräthe hinter einander geleitet, welche nach den Ampère'schen Beobachtungen einem durch sie hindurchgehenden kreisförmigen Stromkreis äquivalent sind; die Intensität des Stromes wurde durch Ein- und Ausschaltung von Compensationsdräthen in den übrigen Schliessungskreis constant erhalten. Das Tangentengesetz bewährte sich hierbei vollkommen.

Dass man durch Anwendung von zweimal zwei Drathkreisen noch geringere Abweichungen vom Tangentengesetz erhält, als bei Anwendung von nur zwei Kreisen, folgt aus §. 148. Indess dürfte doch die mit letzteren zu erreichende Genauigkeit für fast alle Fälle vollkommen genügen.

181 Eine andere Methode, das Tangentengesetz bei der Tangentenboussole zur Geltung zu bringen, besteht darin, dass man die Nadel nur äusserst geringe Ablenkungen machen lässt und vermittelst feinerer Hülfsmittel dieselben beobachtet. Hierzu dient vortrefflich die von Poggendorff und Gauss zuerst angegebene Spiegelablesung (vgl. §. 164).

Je nachdem man die Tangentenboussole in der einen oder anderen Art verwenden will, erhält sie hierbei verschiedene Einrichtungen. Die eine Einrichtung rührt im Wesentlichen von Weber[1]) her. Er hat einen kleinen magnetisirten Stahlspiegel an einem Coconfaden in einer dicken hohlen kupfernen Kugel aufgehängt, so dass seine magnetische Axe horizontal hing. Die Kugel hatte auf einer Seite eine Oeffnung, durch die man vermittelst eines Fernrohrs das Spiegelbild einer Scala im Spiegel betrachten konnte. Vor die Kupferkugel, senkrecht gegen die Ebene des magnetischen Meridians konnte in verschiedener Entfernung ein Drathring aufgestellt werden, durch den ein galvanischer Strom geleitet wurde, welcher den Stahlspiegel ablenkte. Die Ablenkungen des Spiegels wurden an der Scala abgelesen.

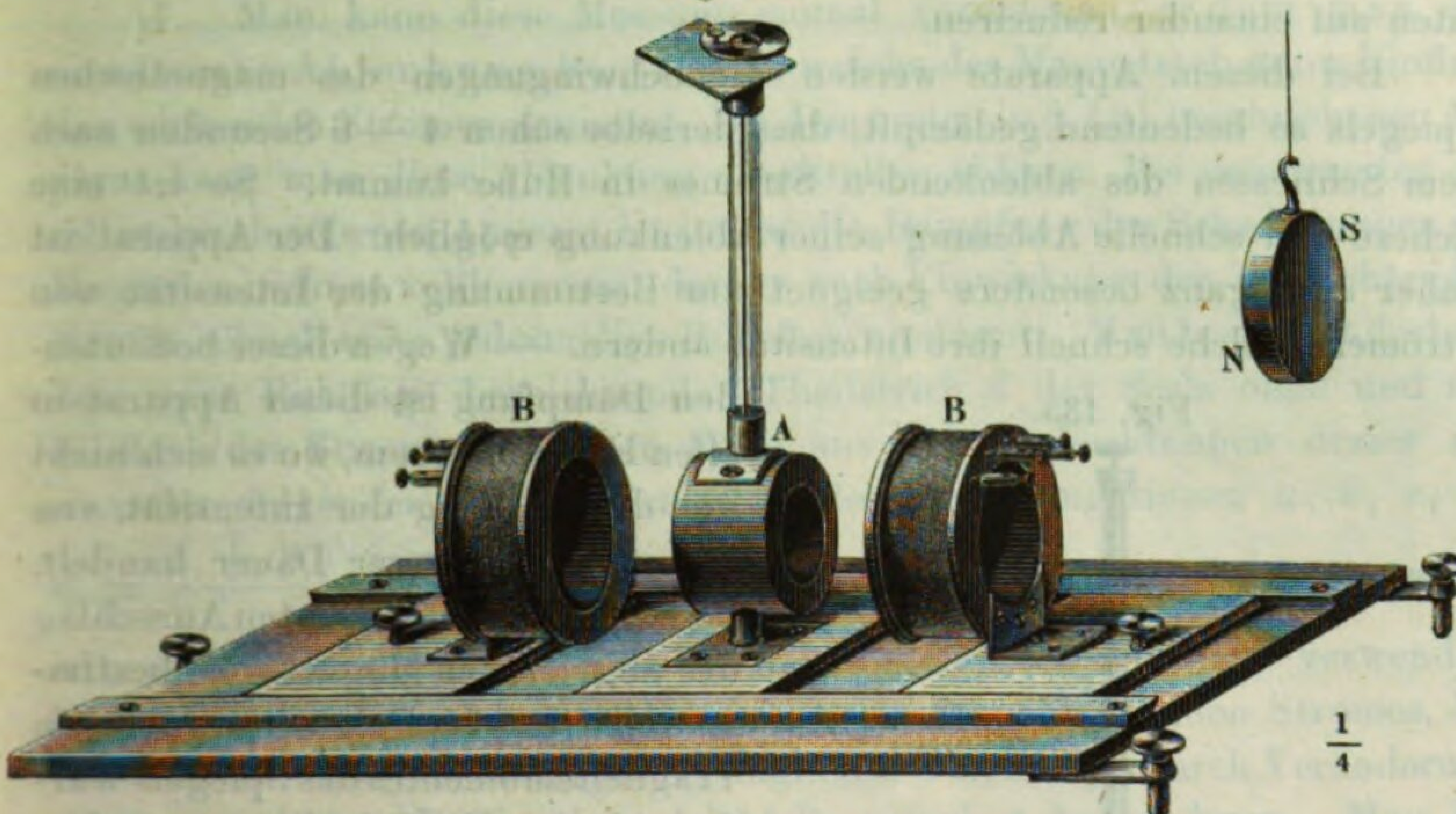
Man kann auch bei diesem Apparat den Drathring so aufstellen, dass der Abstand der Mitte des Spiegels von seiner Ebene gleich der Hälfte seines Radius ist. Dann vereint man die Vortheile des Princips von Helmholtz und Gaugain mit denen der Spiegelablesung.

Einen ähnlichen, jetzt häufiger angewendeten Apparat, Fig. 132, habe ich folgendermaassen construirt[2]). In einer dicken Hülse von Kupfer *A* von 17^{mm} Wanddicke und 21^{mm} Länge hängt an einem Coconfaden ein dünner Stahlspiegel *SN* von 1^{mm} Dicke und 19^{mm} Durchmesser. Der Stahlspiegel ist so magnetisirt, dass seine magnetische Axe horizontal hängt. Auf die Hülse können beiderseits geschliffene Glasplatten aufgelegt werden, um dadurch den Luftzug am Spiegel zu vermeiden. Auf dieselbe ist ferner

[1]) Weber, Elektrodyn. Maassbest. Th. I, S. 17.* — [2]) Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. LXXXIX, S. 504. 1853.*

ein Glasrohr aufgesetzt, welches oben eine kupferne Fassung trägt. Auf dieser dreht sich ein Metallknöpfchen, um welches das Ende des den Spiegel tragenden Coconfadens geschlungen ist. Durch einen seitlichen Schlitz der Fassung ist eine Elfenbeinplatte geschoben, die innerhalb einen kleinen Einschnitt hat, durch welchen der Coconfaden hinabhängt. Durch Verschieben der Platte kann der Spiegel in der Hülse *A* centrirt werden. Die

Fig. 132.



Kupferhülse mit dem Spiegel steht in der Mitte eines Schlittens, der sich durch drei Stellschrauben horizontal stellen lässt. Auf demselben lassen sich zwei Drathspiralen *B* und *B* hin- und herschieben [1]). Dieselben haben einen solchen inneren Durchmesser, dass sie gerade auf die Hülse *A* hinaufpassen. Jede Spirale besteht aus zwei 60^{m} langen, 1^{mm} dicken übersponnenen Kupferdräthen, deren Enden mit besonderen Klemmschrauben verbunden sind.

Der Apparat wird so gestellt, dass die Axe der Spiralen und der Kupferhülse senkrecht gegen den magnetischen Meridian gerichtet ist, und die beim Hindurchleiten des Stromes durch die eine oder andere der Drathwindungen erfolgende Ablenkung des Spiegels durch eine vorgestellte Scala mit Fernrohr beobachtet werden kann.

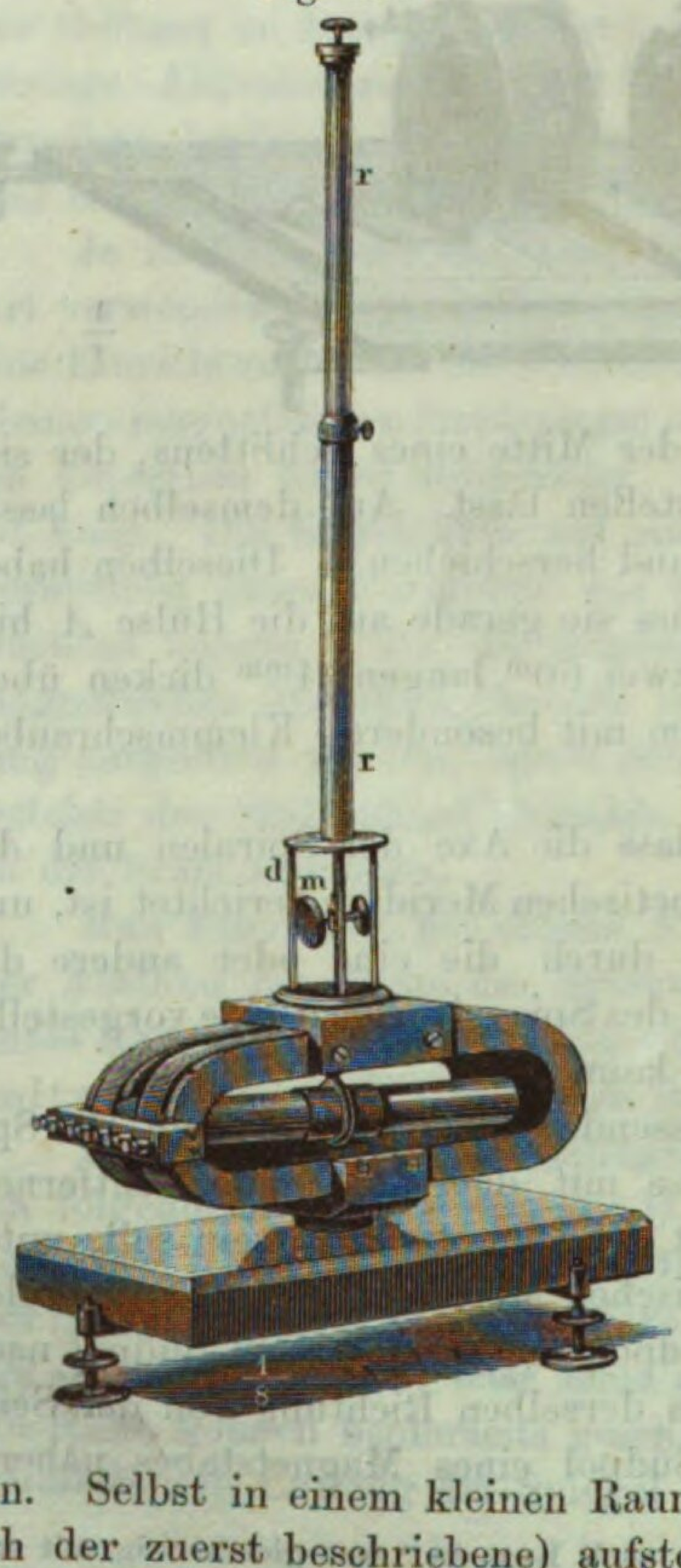
Je nach der Intensität der zu messenden Ströme kann man die Spiralen näher oder weiter von der Hülse mit dem Stahlspiegel entfernen. Auch kann man, wenn das Instrument sehr empfindlich sein soll, unter demselben in der Richtung des magnetischen Meridians einen horizontalen Magnetstab hinlegen, so dass sein Nordpol nach Süden, sein Südpol nach Norden gerichtet ist; oder auch nur in derselben Richtung von der Seite her dem Nordpol des Spiegels den Südpol eines Magnetstabes nähern.

1) Die Verschiebung der Drathrollen hat auch **Lamont** fast gleichzeitig mit mir an einer von ihm construirten Tangentenboussole angewendet (Pogg. Ann. Bd. LXXXVIII, S. 230. 1853*). Der obige Apparat war schon vor der Veröffentlichung der Beschreibung seiner Boussole für Untersuchungen über Wärmeleitung benutzt worden.

Es wird hierbei die Richtkraft der Erde durch die Gegenwirkung des Magnetes vermindert und der Ausschlag, welchen der Spiegel beim Hindurchleiten des Stromes durch die Spiralen zeigt, vergrössert. Man kann leicht aus der Schwingungsdauer des Stahlspiegels vor und nach der Annäherung des Magnetstabes die jedesmal in der Linie des magnetischen Meridians auf ihn wirkende Richtkraft bestimmen, und so in allen Fällen die aus den Ablenkungen des Spiegels berechneten Werthe der Stromintensitäten auf einander reduciren.

Bei diesem Apparate werden die Schwingungen des magnetischen Spiegels so bedeutend gedämpft, dass derselbe schon 4 — 6 Secunden nach dem Schliessen des ablenkenden Stromes in Ruhe kommt. So ist eine sichere und schnelle Ablesung seiner Ablenkung möglich. Der Apparat ist daher auch ganz besonders geeignet zur Bestimmung der Intensität von Strömen, welche schnell ihre Intensität ändern. — Wegen dieser bedeutenden Dämpfung ist dieser Apparat in allen Fällen bequem, wo es sich nicht um die Messung der Intensität von Strömen von kurzer Dauer handelt, bei welcher man den ersten Ausschlag des abgelenkten Magnetes zu bestimmen hätte. In Folge des geringen Trägheitsmomentes des Spiegels würden hierzu die Schwingungen desselben zu schnell erfolgen [1]).

Fig. 133.



Für diese Zwecke würde sich sehr gut das in §. 163 beschriebene Magnetometer (Fig. 133) eignen, um dessen Rahmen man mehrfache Lagen von Drathwindungen gelegt hat. Zweckmässig ist es, wenn man bei demselben zwischen den Magnet und den Rahmen verschieden dicke in sich geschlossene Kupferbleche einschieben kann, um so die Schwingungen der Nadel je nach Bedarf mehr oder weniger stark zu dämpfen.

Die Anwendung dieser Spiegelgalvanometer ist selbst bei Benutzung der von Gaugain eingeführten Verbesserungen bei weitem der der übrigen Tangentenboussolen vorzuziehen. Selbst in einem kleinen Raume lassen sich diese Apparate (namentlich der zuerst beschriebene) aufstellen, und man braucht sich bei der Ablesung der Ablenkung ihnen nicht zu nähern, wodurch Erschütterungen und Ablenkungen des Magnetes durch Eisenmassen u. s. f. vermieden werden.

Man kann die Intensität der Ströme mit diesen und den vorherbeschriebenen Apparaten in verschiedener Weise bestimmen, sowohl wenn die Ströme constant längere Zeit durch den Drath des Multiplicators geleitet werden, als auch wenn sie nur sehr kurze Zeit denselben durchfliessen. 182

a) Messung der Intensität von Strömen von längerer Dauer.

1. Man kann diese Messung einmal vornehmen, indem man die constante Ablenkung bestimmt, welche der Magnetstab unter Einfluss des wirkenden Stromes annimmt. Bei dem ersten in §. 181 beschriebenen Apparat kann man diese Ablenkung unmittelbar ablesen. Bei dem zweiten daselbst beschriebenen Apparat ist indess die Dämpfung der Schwingungen des Magnetes nicht so vollkommen, dass er nach Einwirkung der ihn richtenden Kräfte schnell seine jedesmalige Ruhelage annimmt. Man bestimmt deshalb den seine Ruhelage bezeichnenden Theilstrich d der Scala ohne und mit Einfluss des Stromes in jedem Falle aus den Beobachtungen dreier auf einander folgender an der Scala abgelesener Elongationen a, b, c, zu $d = \frac{a + 2b + c}{4}$ (vgl. §. 172). Nur wenn die Dämpfung bedeutender ist, wird man die anderen in §. 172 angeführten Formeln verwenden. Nachher öffnet man den Schliessungskreis des ablenkenden Stromes, beobachtet von Neuem die Lage des Magnetes, welche sich durch Veränderung der magnetischen Declination gleichfalls geändert haben kann. Man betrachtet dann das Mittel der ersten und letzten Bestimmung als den Nullpunkt, von dem aus man die Ablenkung des Magnetes rechnet.

Bei den Spiegelgalvanometern entspricht die bei irgend einer Ablenkung des Magnetes beobachtete Zahl n der Theilstriche, um welche das Spiegelbild der Scala sich verschoben hat, der Tangente des doppelten Ablenkungswinkels φ des Spiegels. — Ist r der Abstand des Spiegels von der Scala, so ist

$$n = r tg\, 2\varphi$$

(vgl. §. 164). Die Stromintensität ist dann $tg\,\varphi$ proportional. Da indess in den meisten Fällen die Ablenkungen des Magnetes sehr klein sind, so kann man die Tangente des einfachen und doppelten Ablenkungswinkels dem Ablenkungswinkel selbst gleichsetzen, und dann ist die Stromintensität der Zahl n der Theilstriche direct proportional.

In diesem Falle können wir die dem Sinus des Ablenkungswinkels φ proportionale Kraft, vermittelst deren der Erdmagnetismus den Magnet in den magnetischen Meridian zurückführt, gleichfalls dem Ablenkungswinkel φ oder auch der Zahl der Theilstriche n proportional setzen, die ablenkende Kraft des Stromes aber, welche eigentlich dem Werth $I \cos\varphi$ entspricht, bei verschiedenen Ablenkungen als constant annehmen.

2. In einer zweiten Art ist die Intensität des constanten Stromes zu messen, indem man nur den ersten Ausschlag der Nadel bestimmt. 183

Wenn keine Dämpfung der Schwingungen eintritt, ist dieser Ausschlag doppelt so gross als die constante Ablenkung der Nadel aus ihrer Gleichgewichtslage, da sie gerade ebenso weit über die neue constante Lage hinausschwingt, die sie unter Einfluss des Stromes annehmen würde, als sie sich von der ersten Ruhelage bis zu jener hin bewegt hatte.

Werden die Schwingungen der Nadel gedämpft, so berechnet sich der erste Ausschlag in folgender Weise. Wir wollen hierbei die Benutzung der Spiegelgalvanometer voraussetzen, bei denen die ablenkende Kraft des Stromes der Ablenkung selbst proportional zu setzen ist [1]).

Nach der Formel 9 des §. 169 bezeichnet der Werth

$$x = p + A e^{-\frac{\lambda}{T_1} t} \sin \frac{\pi}{T_1}(t - B) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

die Lage einer Nadel, welche durch eine ihrer Ablenkung $(x - p)$ aus der Ruhelage p proportionale Richtkraft in Schwingungen versetzt wird, zur Zeit t, während die Schwingungsdauer der Nadel T_1, das logarithmische Decrement ihrer Schwingungen λ ist.

Setzt man die Zeit $t = 0$ für den Moment, wo die Nadel durch die Einwirkung des Stromes aus ihrer Ruhelage abgelenkt wird, so ist in diesem ihre Geschwindigkeit $\frac{dx}{dt} = 0$, also nach §. 170 Nr. 12.

$$tg \frac{\pi}{T_1}(t - B) = \frac{\pi}{\lambda} \text{ oder } t - B = \frac{T_1}{\pi} \, arc\,tg \frac{\pi}{\lambda}.$$

Ist $arc\,tg \frac{\lambda}{\pi}$ im ersten Quadrant gleich w, so sind seine Werthe $a \pm n\pi$. Für die erste Gleichgewichtslage ist $t - B = 0$; wir haben also für den Anfangspunkt der Schwingungen für $arc\,tg \frac{\pi}{\lambda}$ den Werth $a - \pi$ zu nehmen. Für $t = 0$ ist dann $- B = \frac{T_1}{\pi} \, arc\,tg \frac{\pi}{\lambda}$, daher

$$x = p + A e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \sin \left(\frac{\pi t}{T_1} + arc\,tg \frac{\pi}{\lambda} \right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Geht man ferner bei der Messung der Ausschläge x von der Ruhelage der Nadel ohne Einfluss des Stromes aus, so ist für $t = 0$ auch $x = 0$, also die Ruhelage unter Einfluss des Stromes

$$p = \frac{\pi A}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$x = \frac{\pi A}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} + A e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \sin \left(\frac{\pi t}{T_1} + arc\,tg \frac{\pi}{\lambda} \right) \quad . \quad . \quad (4)$$

Hat die Nadel das Maximum des Ausschlages x_m erreicht, so ist $t = T_1$, also der Ausschlag

$$x_m = \frac{\pi A}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} \left(1 + e^{-\lambda} \right) = p \left(1 + e^{-\lambda} \right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

[1]) W. Weber, Maassbestimmungen Th. II, S. 342 u. folgde.*

Aus dem ersten Ausschlage x_m berechnet sich also die constante Ruhelage p der Nadel unter Einfluss des Stromes

$$p = \frac{x_m}{1 + e^{-\lambda}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Ist λ klein, so kann man hierfür nach der Entwickelung von $e^{-\lambda}$ nach Potenzen von λ setzen

$$p = \frac{1}{2} x_m + \frac{1}{4} \lambda x_m \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Besitzt der constante Strom eine sehr geringe Intensität, so ist die durch ihn hervorgebrachte constante Ablenkung und erste Elongation der Nadel zu klein, um gemessen zu werden. Man kann sich dann der sogenannten Multiplicationsmethode bedienen. Man kehrt nämlich durch einen Gyrotrop jedesmal die Richtung des die Nadel ablenkenden Stromes am Ende jeder Elongation so um, dass der Strom die Nadel in derselben Richtung ablenkt, in der sie ihre Schwingungen zu machen beginnt. Hierdurch wächst die Schwingungsweite. Behalten wir die §. 183 benutzten Bezeichnungen bei, so ist die erste Elongation 184

$$x_m = p\,(1 + e^{-\lambda}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

und die constante Ruhelage der Nadel während der Einwirkung des Stromes $p = \frac{\pi A}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}$.

Wird die Stromesrichtung umgekehrt, wenn die Nadel den Stand x_m einnimmt, so wird die Ruhelage in der Richtung der Schwingung um $p_I = \frac{\pi A}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}$ verschoben, die Ablenkung der Nadel von dieser zweiten Ruhelage ist demnach

$$x_m + p_I = \frac{\pi A}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}\,(2 + e^{-\lambda}).$$

Führt man diesen Ausdruck statt des Werthes p in die Gleichung 5) ein, so ergiebt sich die Grösse der zweiten Elongation von dem Endpunkte der ersten Elongation an gerechnet

$$x_{2m} = p\,(2 + 3\,e^{-\lambda} + e^{-2\lambda}).$$

Ebenso erhielte man die dritte Elongation nach einer neuen Umkehrung der Stromesrichtung

$$x_{3m} = p\,(2 + 4\,e^{-\lambda} + 3\,e^{-2\lambda} + e^{-3\lambda})$$

u. s. f.

Wiederholt man das Verfahren, so werden zuletzt die Schwingungsbogen constant. Dann wird der Grenzwerth, dem sich die Schwingungsbogen nähern,

$$x_{nm} = p\left(2 - 4\,\frac{1}{1 - e^{-\lambda}}\right),$$

woraus sich der Ruhestand ergiebt, welchen die Nadel bei gleichmässiger Einwirkung des constanten Stromes annimmt:

$$p = \frac{x_{mn}}{2}\left(\frac{1 - e^{-\lambda}}{1 + e^{-\lambda}}\right).$$

185 b) Messung der Intensität der Ströme von sehr kurzer Dauer.

Ist die Zeitdauer der Ströme so gering, dass man sie gegen die Schwingungsdauer der Nadel vernachlässigen kann, so weicht die Nadel während ihres Verlaufes so wenig aus der Gleichgewichtslage, dass man die Wirkung der Ströme als einen momentanen Stoss auf die Nadel in tangentialer Richtung betrachten kann.

Wirkt ein momentaner Strom auf eine Nadel, welche ohne Einfluss der Dämpfung schwingt, so macht sie einen so grossen Ausschlag, dass sie nach der Rückkehr in ihre Ruhelage durch dieselbe mit derselben Geschwindigkeit C hindurchgeht, mit der sie aus derselben getrieben wurde. Bezeichnet daher i die Stromintensität, welcher diese Geschwindigkeit proportional ist, α den Ablenkungswinkel der Nadel, so hat man analog der entsprechenden Formel für die Schwingungen eines gewöhnlichen Pendels:

$$C = i\,const. = \sqrt{1 - \cos\alpha} = 2 \sin\frac{1}{2}\alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Nach dieser Formel lässt sich die Intensität von momentanen Strömen, z. B. von Inductionsströmen aus der Ablenkung der Nadel in den meisten Fällen bestimmen, wo die Dämpfung der Schwingungen nur unbedeutend ist.

Für die mit Spiegelablesung versehenen Apparate, bei denen die Ausschläge sehr klein sind, ist unmittelbar die Intensität der momentanen Ströme der Ablenkung des Magnetes proportional zu setzen.

Schwingt der Magnet hierbei unter Einfluss der Dämpfung, so lässt sich die Geschwindigkeit C der Nadel bei Beginn des Ausschlages nach folgender Ableitung finden:

Die Gleichung der Schwingungen einer unter Einfluss der Dämpfung schwingenden Nadel ist nach §. 172 Nr. 9:

$$x = p + A e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \sin\frac{\pi}{T_1}(t - B) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Zählt man die Zeit von dem Beginn des Ausschlages der Nadel und die Ausschläge x von ihrer Ruhelage vor Einfluss des Stromes an, so ist:

$p = 0$ und $B = 0$, also

$$x = A e^{-\lambda \frac{t}{T_1}} \sin \pi \frac{t}{T_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Die Geschwindigkeit der Nadel für $t = 0$ ist:

$$C = \frac{dx}{dt} = \frac{\pi}{T_1} A, \text{ also}$$

$$x = C\,\frac{T_I}{\pi}\,e^{-\lambda\frac{t}{T_I}}\,\sin\pi\,\frac{t}{T_I} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

Für das Ende der ersten Elongation ist $\frac{dx}{dt} = 0$, also wie in §. 170 Nr. 12:

$$tg\,\pi\,\frac{t}{T_I} = \frac{\pi}{\lambda} \text{ und } t = \frac{T_I}{\pi}\,arc\,tg\,\frac{\pi}{\lambda}.$$

Führt man diesen Werth für t in Gleichung (4) ein und berücksichtigt, dass nach §. 169 Nr. 8, wenn T die Schwingungsdauer der Nadel ohne Dämpfung angiebt,

$$\sin\pi\,\frac{t}{T_I} = \sin.\,arc\,tg\,\frac{\pi}{\lambda} = \frac{\pi}{\sqrt{\pi^2+\lambda^2}} = \frac{T}{T_I}$$

so hat man aus Gleichung (4) die Weite der Elongation x_I:

$$x_I = C\,\frac{T}{\pi}\,e^{-\frac{\lambda}{\pi}\,arc\,tg\,\frac{\pi}{\lambda}},$$

$$C = x_I\,\frac{\pi}{T}\,e^{\frac{\lambda}{\pi}\,arc\,tg\,\frac{\pi}{\lambda}}. \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (5)$$

Entwickelt man die Potenz in einer Reihe, so kann man, wenn das Decrement λ klein ist:

$$C = \frac{\pi}{T}\,x_I + \frac{1}{2}\,\frac{\pi}{T}\,\lambda\,x_I \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (6)$$

setzen.

Hat man also die Nadel ohne Einfluss der Dämpfung schwingen lassen und ihre Schwingungsdauer T direct bestimmt, oder dieselbe aus der Schwingungsdauer unter Einfluss der Dämpfung nach Anleitung des §. 169 mittelst Beobachtung des logarithmischen Decrementes λ abgeleitet, so ergiebt sich ihre der Intensität des sie ablenkenden momentanen Stromes proportionale Geschwindigkeit C im Moment der Ablenkung aus ihrer ersten Elongation nach Formel (5) oder (6).

Ist die Intensität der momentanen Ströme gering, so kann man auch zu ihrer Messung die Multiplicationsmethode verwenden, indem man jedesmal, wenn die Nadel des Multiplicators durch die ursprüngliche Ruhelage hindurchgeht, den momentanen Strom in der Richtung um sie herum leitet, dass der durch denselben auf die Nadel ausgeübte Stoss ihr eine Geschwindigkeit in gleicher Richtung mit ihrer jeweiligen Bewegung ertheilt. Bei dem Hin- und Hergang der Nadel muss also stets die Richtung des momentanen Stromes gewechselt werden. 186

Die Intensität des momentanen Stromes ergiebt sich aus dem jedesmaligen Schwingungsbogen wie folgt:

Ist die Nadel durch den ersten momentanen Strom mit der Geschwindigkeit C_I abgelenkt, so ergiebt sich aus Gleichung (4) des §. 185 ihre

Geschwindigkeit $C_I = \frac{dx}{dt}$ zur Zeit $t = T_I$, d. i. am Ende der Schwingung, wenn die Nadel zum ersten Male in ihre Ruhelage zurückgekehrt ist:

$$C_I = -\, C e^{-\lambda}.$$

Erhält die Nadel in diesem Moment die Geschwindigkeit $-\, C$, so besitzt sie jetzt die Geschwindigkeit $-\, C \left(1 + e^{-\lambda}\right)$. Setzt man diesen Werth statt C in die die Grösse x_I der ersten Elongation der Nadel bestimmende Gleichung des vorigen Paragraphen:

$$x_I = C \frac{T}{\pi} e^{-\frac{\lambda}{\pi} arctg \frac{\pi}{\lambda}},$$

ein, so erhält man die zweite Elongation von der Ruhelage:

$$x_2 = -\, (1 + e^{-\lambda})\, x_I.$$

Der ganze erste Schwingungsbogen s_I der Nadel zwischen ihren extremen Stellungen x_m und x_{2m} ist demnach:

$$s_I = x_I - x_2 = (2 + e^{-\lambda})\, x_I.$$

Ebenso ergiebt sich der folgende Schwingungsbogen:

$$s_2 = (2 + 2e^{-\lambda} + e^{-2\lambda})\, x_I$$

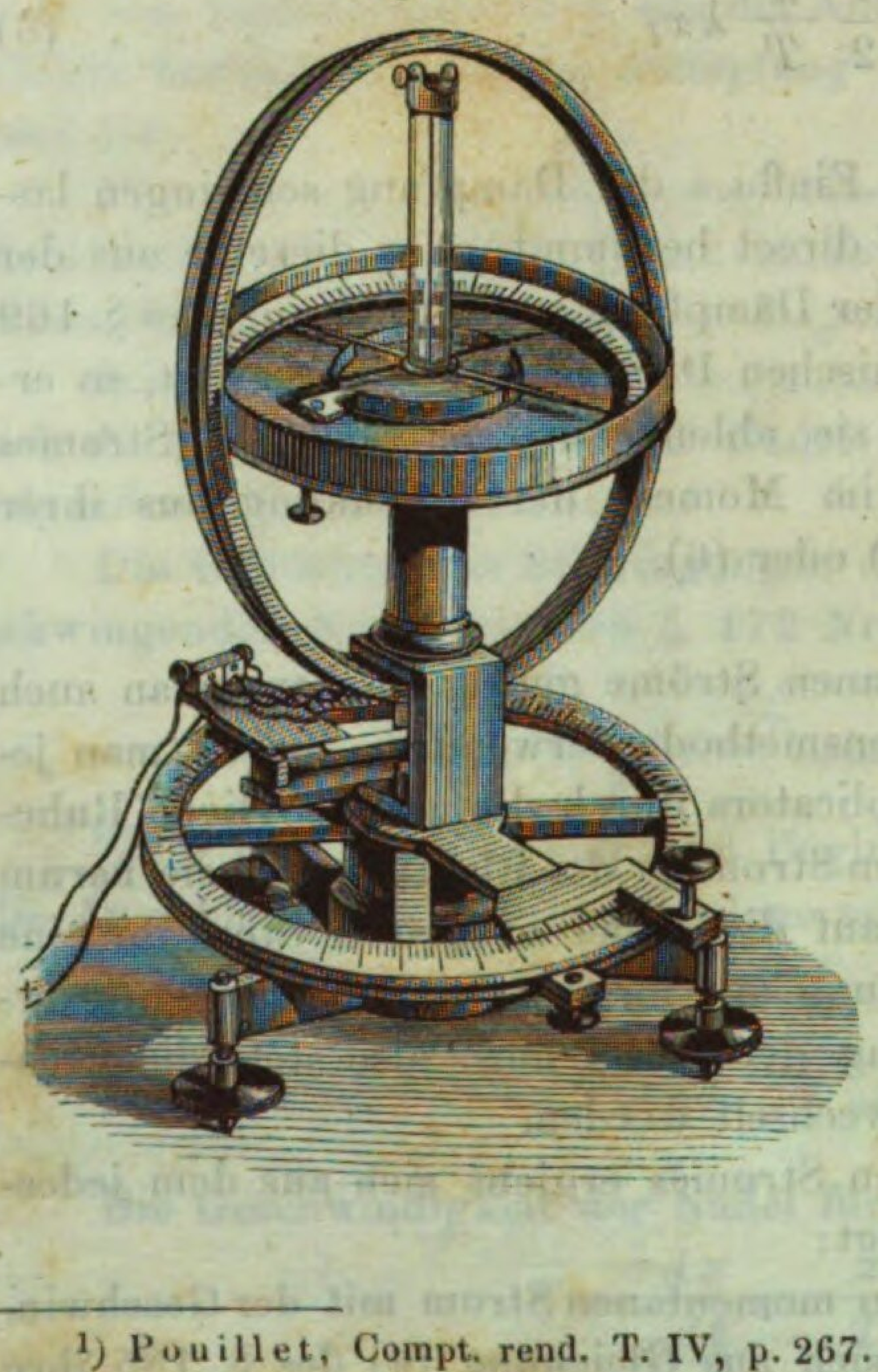
u. s. f. Allmälig nähert sich hierbei die Grösse der Schwingungsbogen einem Maximo, welches ist:

$$s_m = \left(\frac{2}{1 - e^{-\lambda}}\right) x_I,$$

woraus sich die Geschwindigkeit C der Nadel bei ihrem ersten Ausschlag berechnet:

$$C = \frac{s_m}{2} \frac{\pi}{T} (1 - e^{-\lambda}) e^{\frac{\lambda}{\pi} arctg \frac{\pi}{\lambda}}.$$

Fig. 134.



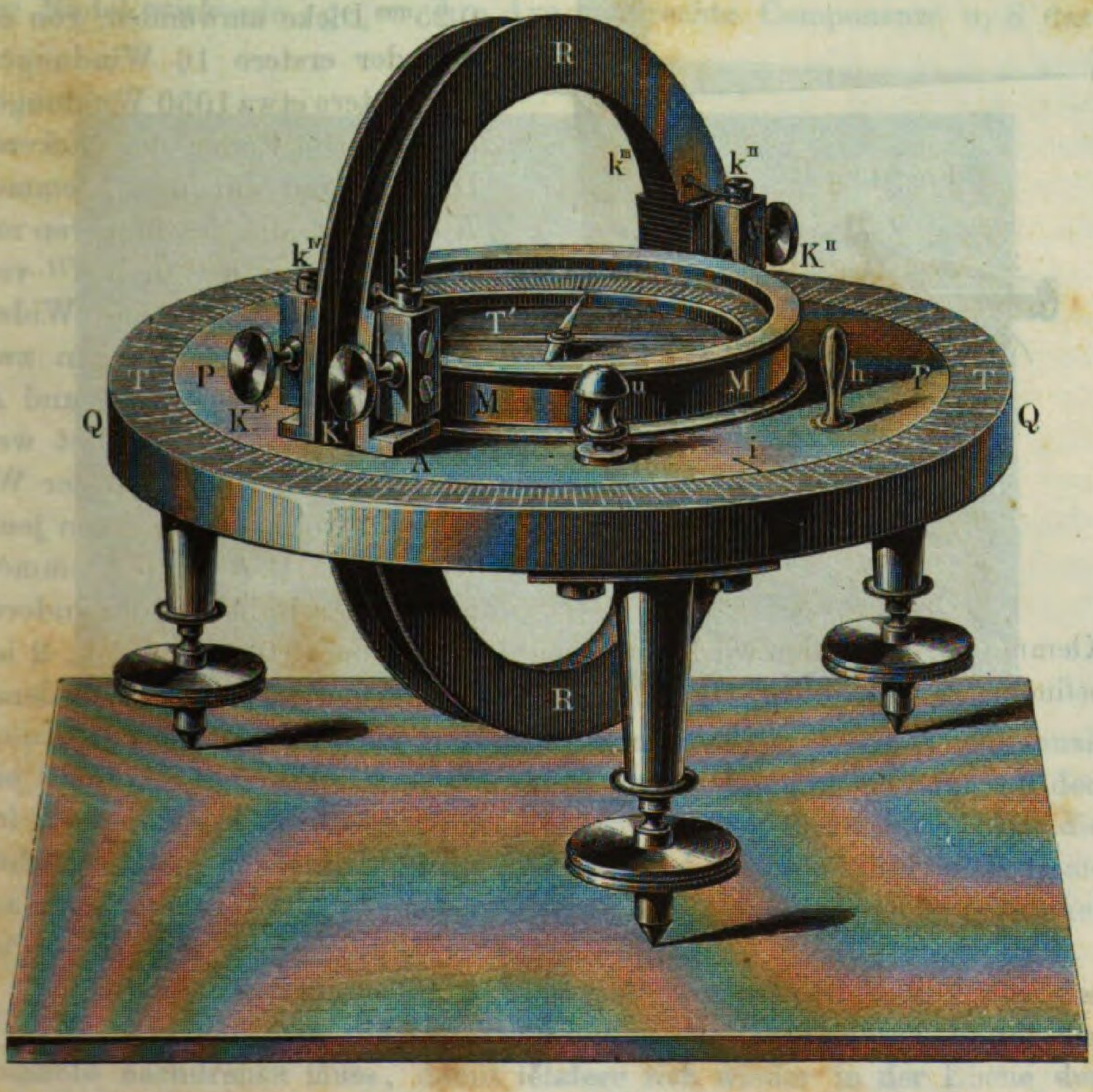
187 Die Fehlerquellen, welche bei der Tangentenboussole aus der Veränderung der Lage der Magnetnadel gegen die Windungen des sie umgebenden Drathes entspringen, hat man noch auf eine andere Weise zu vermeiden gesucht, indem man die Windungen auch nach dem Hindurchleiten des Stromes durch dieselben stets so stellte, dass die Nadel eine gleiche Lage gegen sie bewahrte. Dies geschieht in der Sinusboussole[1]), welche

[1]) Pouillet, Compt. rend. T. IV, p. 267. 1837;* Pogg. Ann. Bd. XLII, S. 284.*

mit den wesentlichen Verbesserungen von Poggendorff[1]) in Fig. 134 dargestellt ist. Die Construction dieser Boussole, die Aufhängung der Magnetnadel in derselben u. s. f. entspricht völlig der in §. 178 gegebenen Beschreibung der Tangentenboussole. Nur ist das Statif, welches die Boussole und die Drathwindungen trägt, um seine Axe drehbar, und der Drehungswinkel desselben kann vermittelst eines mit Nonius versehenen am Statif befestigten Zeigers an einem getheilten Kreise abgelesen werden, der auf dem unteren, das Statif tragenden Brette befestigt ist.

Eine andere Art der Construction der Sinusboussole, welche hierbei zugleich auch als Tangentenboussole benutzt werden kann, und die sich ihrer Solidität wegen namentlich für den Transport (bei telegraphischen Zwecken) eignet, ist die der folgenden von Siemens und Halske angegebenen Sinustangentenboussole (Fig. 135 a.). Der Drathring *R* ist in eine 188

Fig. 135 a.



kreisrunde Messingplatte *P* eingesetzt, die in der den Theilkreis *T* tragenden Platte *Q* conisch eingedreht ist, und in derselben durch die Elfen-

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. L, S. 504. 1840;* Bd. LVII, S. 86. 1842.*

beinknöpfe *h* gedreht werden kann. Auf derselben Platte steht die Boussole *M* mit dem besonderen Theilkreis T^I und mit ihrer Magnetnadel *NS*, welche je nach der Anwendung des Apparates als Sinus- oder Tangentenboussole die Gestalt *NS* (Fig. 135 b. und c.) hat. Auf der Nadel sind Indices *ii* von Aluminium befestigt, welche mit derselben einen Winkel von 90° bilden. Durch Heben und Senken eines Knopfes *u* können in der Boussole zu beiden Seiten der Nadel zwei Stifte in die Höhe gehoben werden, die sie hindern, weitere Schwingungen zu machen.

Fig. 135 b.



Der Drathring *R* ist mit zwei Dräthen von 1,339mm und 0,25mm Dicke umwunden, von denen der erstere 16 Windungen, der letztere etwa 1050 Windungen bildet. Die Enden des dickeren Drathes sind mit den Klemmen K^I und K^{IV}, die des dünneren mit den Klemmen K^{III} und K^{II} verbunden. — Eine kleine Widerstandsrolle (Fig. 136) kann zwischen den Klemmen K^{IV} und K^I in der Weise eingeschaltet werden, dass die Klemme 0 der Widerstandsrolle mit der einen jener Klemmen, z. B. K^{IV}, die Klemme 2 oder 5 der Rolle mit der anderen Klemme K^I verbunden wird. Zwischen den Klemmen 0 und 10, 5, 2 befinden sich nämlich Drathlängen, deren Widerstände sich zu denen

Fig. 136.

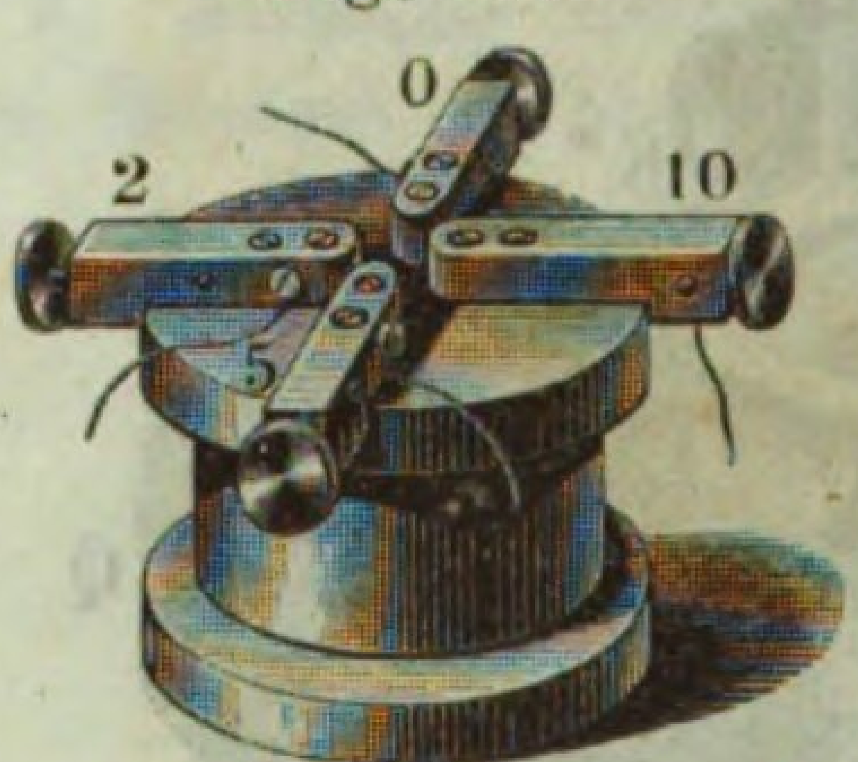


Fig. 135 c.

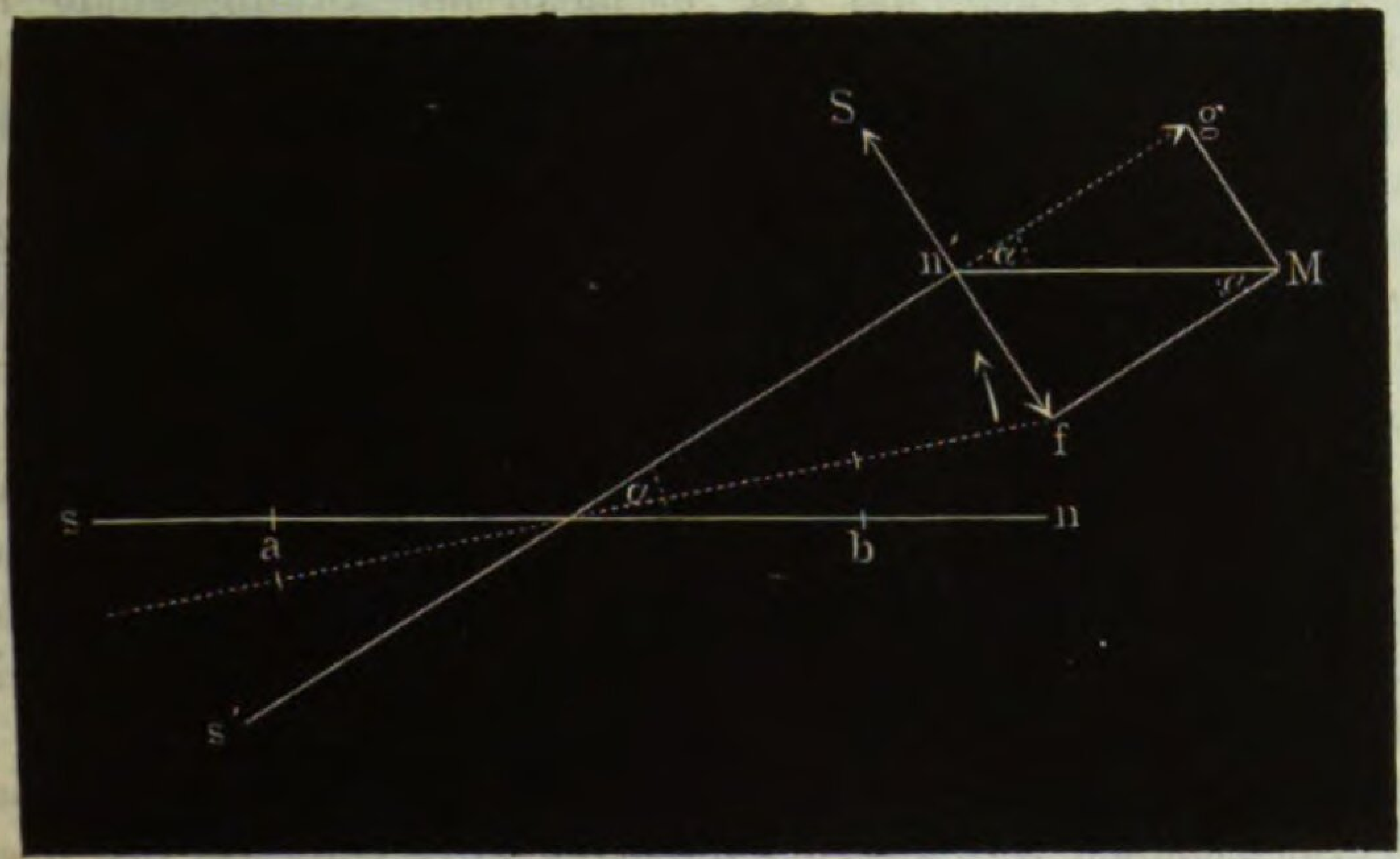


des betreffenden Drathes der Boussole wie 1 : 9, 1 : 4 und 1 : 1 verhalten. Es wird dann durch die Einschaltung der Widerstandsrolle die Intensität des Stromes in der Boussole resp. auf $^1/_{10}$, $^1/_5$, $^1/_2$ ihres Werthes im unverzweigten Schliessungskreise reducirt.

Bei der Messung der Stromintensität durch die Sinusboussole stellt man die Drathwindungen derselben erst so, dass sie in die Ebene des magnetischen Meridians fallen. Der Theilstrich des unteren Kreises, auf den der am Statif befestigte Zeiger weist, ist als der Nullpunkt der Theilung desselben zu betrachten. Man leitet nun den zu messenden Strom durch die Drathwindungen und dreht dieselben der abgelenkten Nadel nach, bis dieselbe wieder wie früher in der Ebene der Windungen schwebt und auf den Nullpunkt der Theilung der Boussole weist. 189

Bezeichnet ns (Fig. 137) die Lage der Nadel im magnetischen Meridian ohne Einwirkung des Stromes; $n_I\, s_I$ die Lage derselben, nachdem sie durch den Strom abgelenkt ist und die Windungen ihr nachgedreht sind, also mit ihrer Ebene zusammenfallen, so wirkt die ablenkende Kraft des die Windungen durchfliessenden Stroms stets in derselben Richtung gegen die Nadel, welches ihre Ablenkung α auch sein mag. Das auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment, welches wir durch die an dem Nordpol der Nadel wirkende, gegen ihre Axe senkrechte Componente $n_I S$ dar-

Fig. 137.



stellen wollen, ist also dann stets der Stromintensität direct proportional. Die Richtung und die Grösse der horizontalen Componente des auf den Pol n^I wirkenden Erdmagnetismus sei durch $n^I\, M$ bezeichnet. Ist die Nadel im Gleichgewicht, so muss die auf die Nadel $s^I n^I$ senkrechte Componente dieser Kraft $n^I\, f$ geich $n^I S$ sein. Ist nun der Ablenkungswinkel der Nadel α, so ist $n^I S = n^I f = n^I\, M \sin \alpha$.

Es ist also die Intensität des Stromes proportional dem Sinus des Winkels, um den man die Drathwindungen der abgelenkten Nadel der Boussole nachdrehen muss, damit letztere sich wieder in der Ebene der ersteren befindet.

Man kann bei der Sinusboussole die eine der beiden Theilungen entbehren. Am zweckmässigsten würde man die untere Theilung fortlassen 190

können, an welcher die Drehung des Statifs mit den Windungen bestimmt wird, da man dann die Boussole stets auch als Tangentenboussole verwenden kann. Man braucht nur auf dem unteren Brett des Apparates einen verticalen Stab aufzustellen, der einen auf die Theilung unter der Nadel weisenden Zeiger trägt. Bei der Drehung der Windungen kann man vermittelst dieses Zeigers direct den Drehungswinkel auf jener Theilung ablesen. — Oder man kann auch, nachdem man die vom Strom durchflossenen Windungen so eingestellt hat, dass die Nadel in ihrer Ebene sich befindet, nur einfach jedesmal den Schliessungskreis des Stromes öffnen. Die Nadel stellt sich dann wieder in den magnetischen Meridian wie ohne Einwirkung des Stromes. Der Winkel, um den sie bei dieser Einstellung zurückgeht, ist dem Drehungswinkel der Windungen gleich.

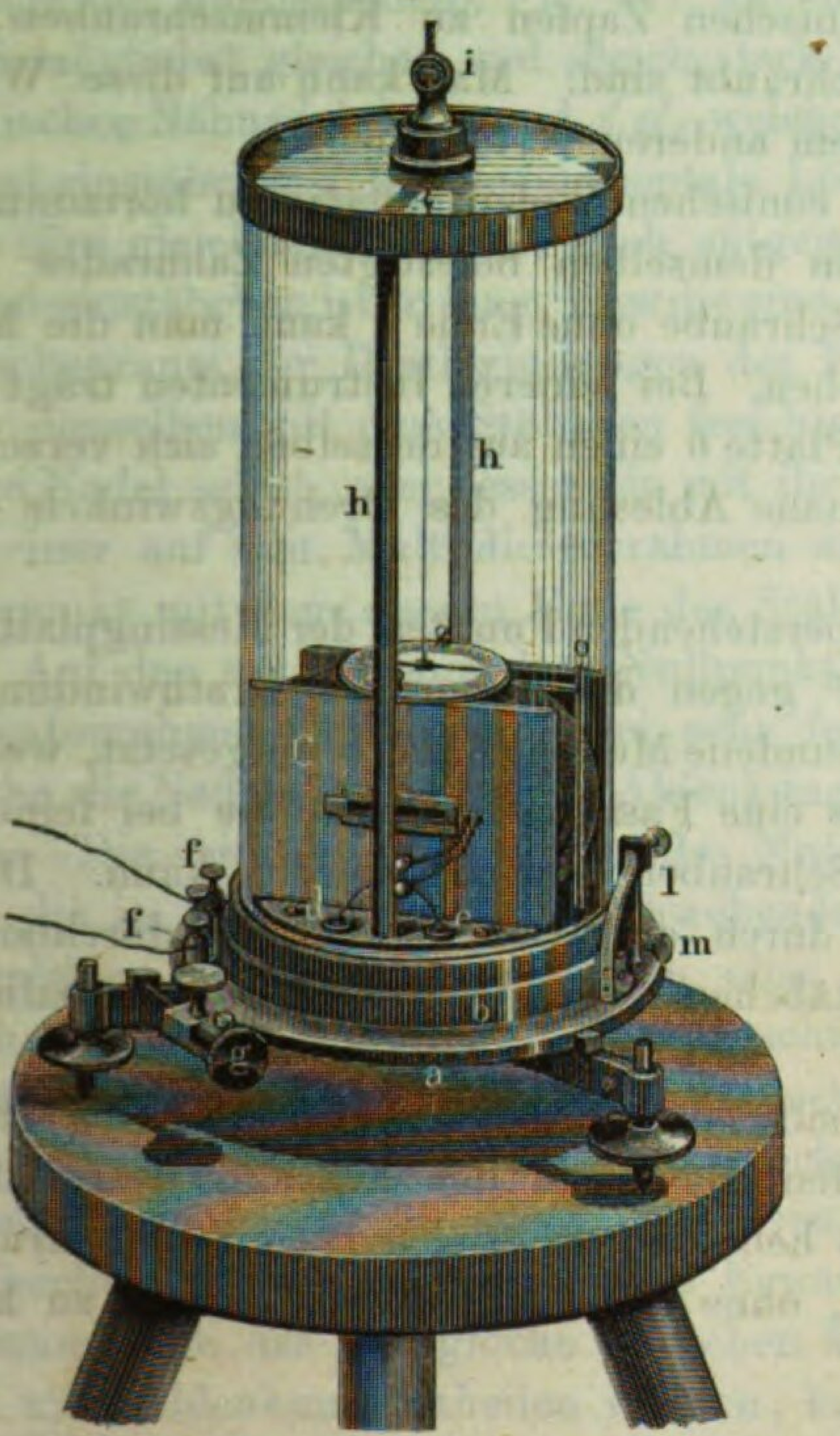
Die Sinusboussole hat den grossen Vorzug vor der Tangentenboussole, dass sie völlig unabhängig von der Grösse und Gestalt der Nadel, von der Torsion des sie tragenden Fadens und auch der Gestalt des Drathgewindes stets richtige Resultate liefert, wenn nur die Nadel nach ihrer Ablenkung gegen das ihr nachgedrehte Drathgewinde relativ dieselbe Lage einnimmt wie vor derselben. — Sie hat dagegen die Unbequemlichkeit, dass man durch sie nur Ströme bis zu einer bestimmten Intensität messen kann. Ist die Kraft, mit der der Strom die Nadel aus seiner Ebene ablenkt, gleich der horizontalen Componente des Erdmagnetismus, so werden die Windungen um 90^0 aus der Ebene des Meridians gedreht werden müssen, um die Nadel in ihre Ebene zu bringen. Bei weiterer Zunahme der Stromintensität schlägt die Nadel um. Um daher stärkere Ströme durch die Sinusboussole zu messen, muss man nur einen Theil derselben durch den Drath der Boussole leiten, indem man zwischen den zu der Boussole führenden Dräthen eine Zweigleitung anbringt, durch die vermittelt wird, dass nur ein bestimmter aliquoter Theil des Stromes die Boussole durchfliesst. Diese Unbequemlichkeit, welche leicht die Ursache von Fehlern sein kann, wenn man durch die Sinusboussole Ströme von ziemlich verschiedener Intensität misst, fällt bei den oben angegebenen Spiegelapparaten fort. Da dieselben auch nicht an den Fehlerquellen der gewöhnlichen Tangentenboussole leiden, so dürften sie wohl den Gebrauch der Sinusboussole einschränken, welche früher namentlich in den Händen von Poggendorff (vergl. die §§. 220 flgde Th. I.) höchst schätzbare und sichere Resultate geliefert hat.

191 Zur Messung der Intensität schwächerer Ströme dient das Galvanometer, bei welchem die ablenkende Wirkung des Stromes auf die Magnetnadel auf doppelte Weise verstärkt wird; einmal durch Vermehrung der Anzahl der dieselbe umgebenden Drathwindungen; dann durch Anwendung eines Systems von zweien astatischen Magnetnadeln.

Fig. 138 zeigt im Allgemeinen die Einrichtung eines solchen Instrumentes.

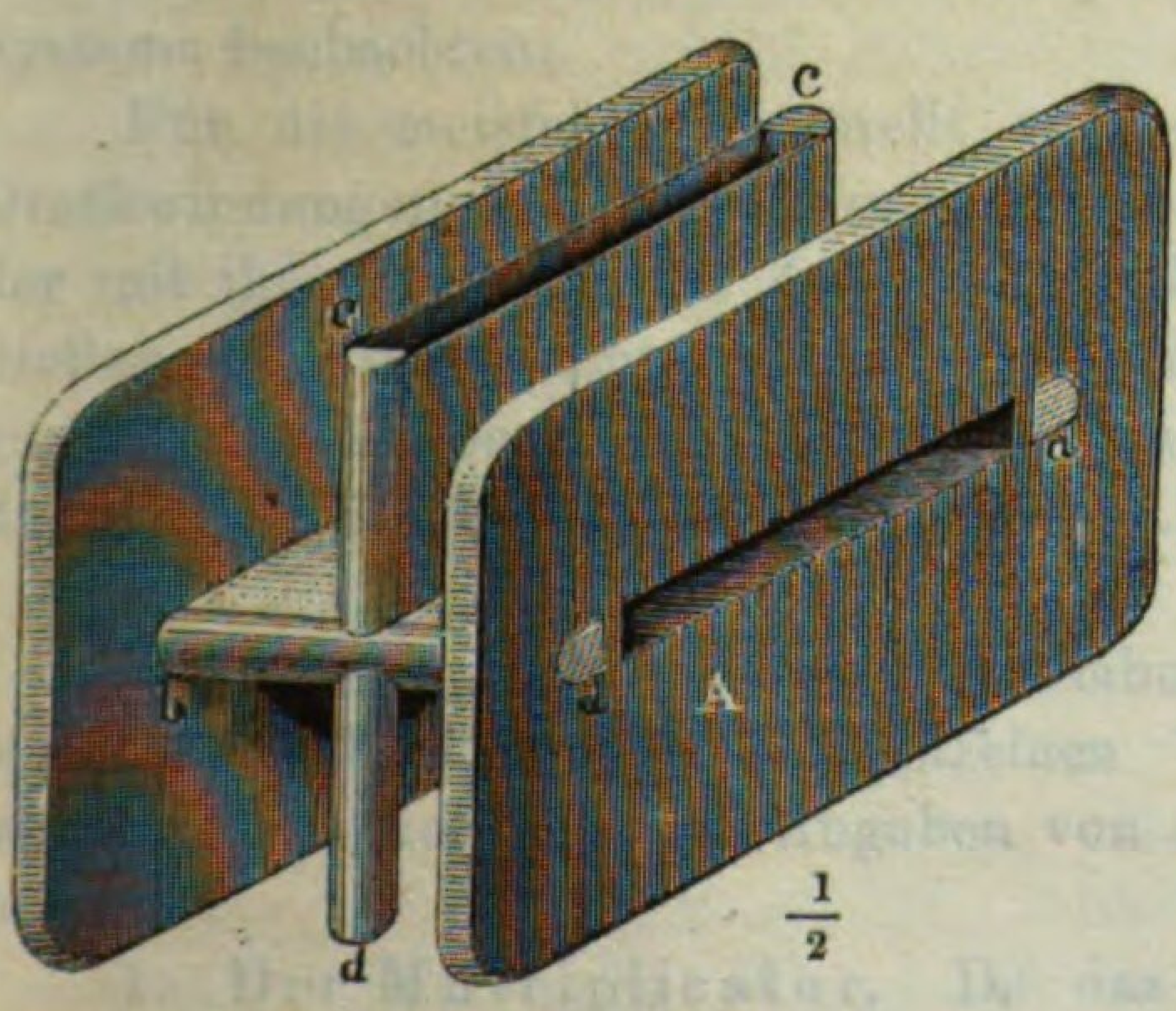
Auf einem durch Stellschrauben horizontal zu stellenden Brett oder

Fig. 138.



einer starken Messingplatte *a* dreht sich in einem conischen Zapfen eine Messingplatte *b*, auf die in der Mitte eine flache kreisrunde Büchse von Messing aufgelöthet ist. In diese Büchse kann ein kreisrundes Brett eingelegt werden, auf welchem der die Drathwindungen tragende Rahmen, der Multiplicatorrahmen *c* befestigt ist. Derselbe besteht aus zwei verticalen Brettern *A* (Fig. 139), welche durch die horizontalen Leisten *a b* unter einander verbunden sind. Seitlich sind in die Bretter *A* horizontale Einschnitte von der Höhe der Leisten *ab* eingeschnitten. Auf die letzteren sind zwei verticale Stäbchen *cd* aufgesetzt. In die Zwischenräume zwischen den Brettern *A* und den Stäbchen *c d* wird übersponnener Kupferdrath in mehreren oder wenigeren Windungen aufgewunden. Man bezeichnet diesen mit den Drathwindungen versehenen Rahmen mit dem Namen M u l t i p l i c a t o r, welcher Namen zuweilen auch dem ganzen Galvanometer ertheilt wird. Die Anwendung dieses Multiplicators ist fast gleichzeitig von S c h w e i g g e r und P o g g e n d o r f f angegeben worden [1]).

Fig. 139.



Die Enden der Drathwindungen des Multiplicators sind mit Klemmschrauben *de* (Fig. 138) verbunden, welche auf die den Rahmen dessel-

[1]) S c h w e i g g e r, Allgem. Literaturzeitung 1820. Nov. Nr. 296; Schweigg. Journ. Bd. XXXI, S. 12. 1826;* P o g g e n d o r f f, Erman's Umrisse S. 105, Gilb. Ann. Bd. LXVII, S. 422. 1821.* Die höchst zweckmässigen, hier so wie im Folgenden zu

ben tragende Holzscheibe aufgesetzt sind. — Von diesen Klemmschrauben gehen besondere Dräthe in einigen Spiralwindungen durch den die Messingscheibe *b* tragenden conischen Zapfen zu Klemmschrauben *ff*, welche auf die Platte *a* aufgeschraubt sind. Man kann auf diese Weise leicht den Multiplicator mit einem anderen vertauschen.

Durch einen unten an dem conischen Zapfen befestigten horizontalen Hebel, oder vermittelst eines an demselben befestigten Zahnrades und einer in dasselbe eingreifenden Schraube ohne Ende *g* kann man die Messingplatte *b* im Kreise herumdrehen. Bei feineren Instrumenten trägt die Platte *a* eine Kreistheilung, die Platte *b* einen auf derselben sich verschiebenden Nonius, welche eine genaue Ablesung des Drehungswinkels gestatten.

Auf zwei diametral gegenüberstehenden Punkten der Messingplatte *b*, deren Verbindungslinie um 90° gegen die Ebene der Drathwindungen geneigt ist, sind zwei oben verbundene Messingstäbe *h* aufgesetzt, welche über dem Centrum des Rahmens eine Fassung *i* tragen, die bei feineren Apparaten durch drei seitliche Schrauben centrirt werden kann. Diese Fassung (Fig. 140) ist vertical durch ein viereckiges Loch durchbohrt, in dem sich ein vierseitiges Stäbchen verschiebt, welches oberhalb in einer Schraube endet.

Auf dieser Schraube dreht sich eine Messingkugel, die durch einen über die Schraube übergreifenden Bügel an der Fassung festgehalten wird. Dreht man die Kugel, so hebt und senkt sich das mit der Schraube verbundene vierseitige Stäbchen, ohne dabei selbst sich drehen zu kön-

Fig. 140.

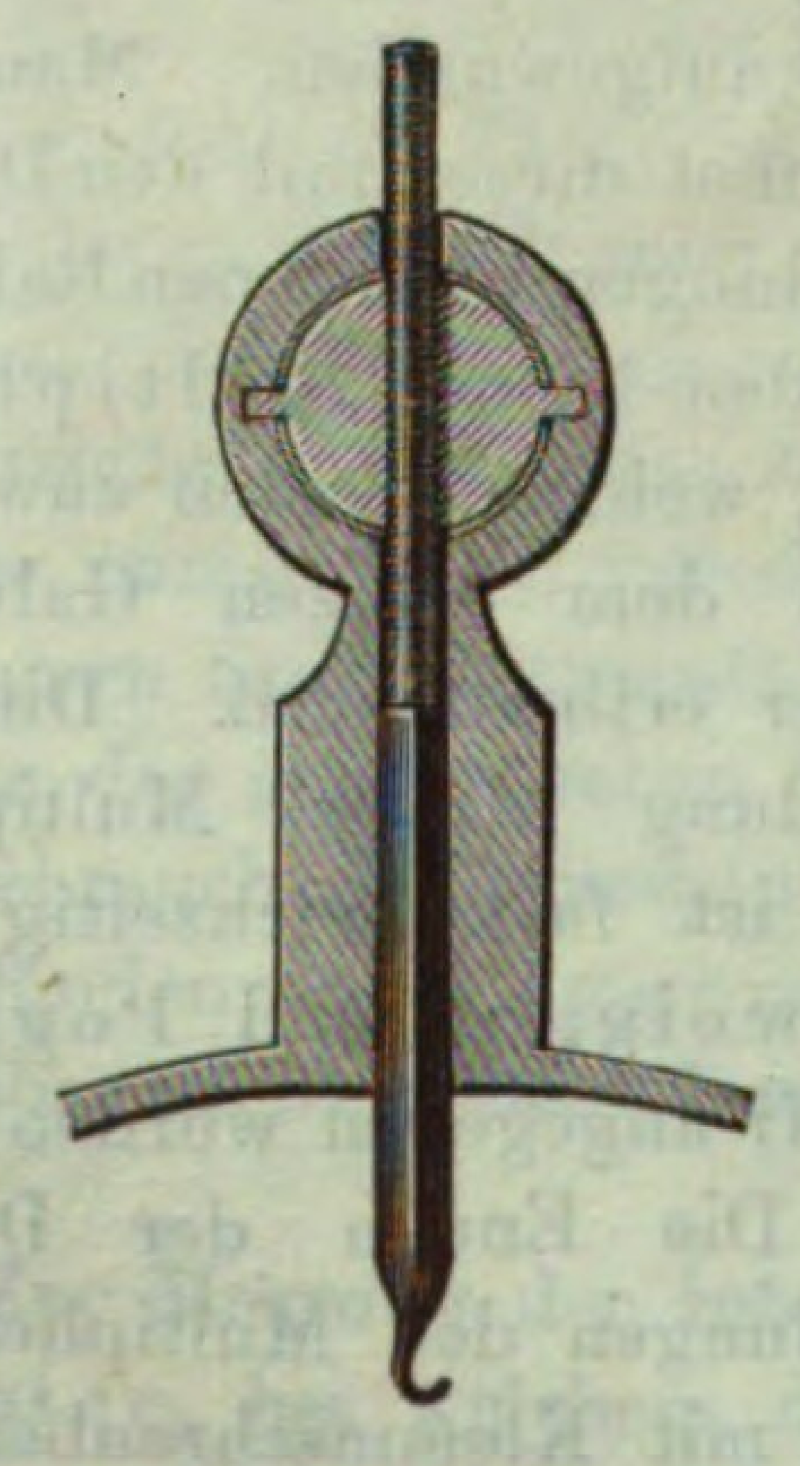
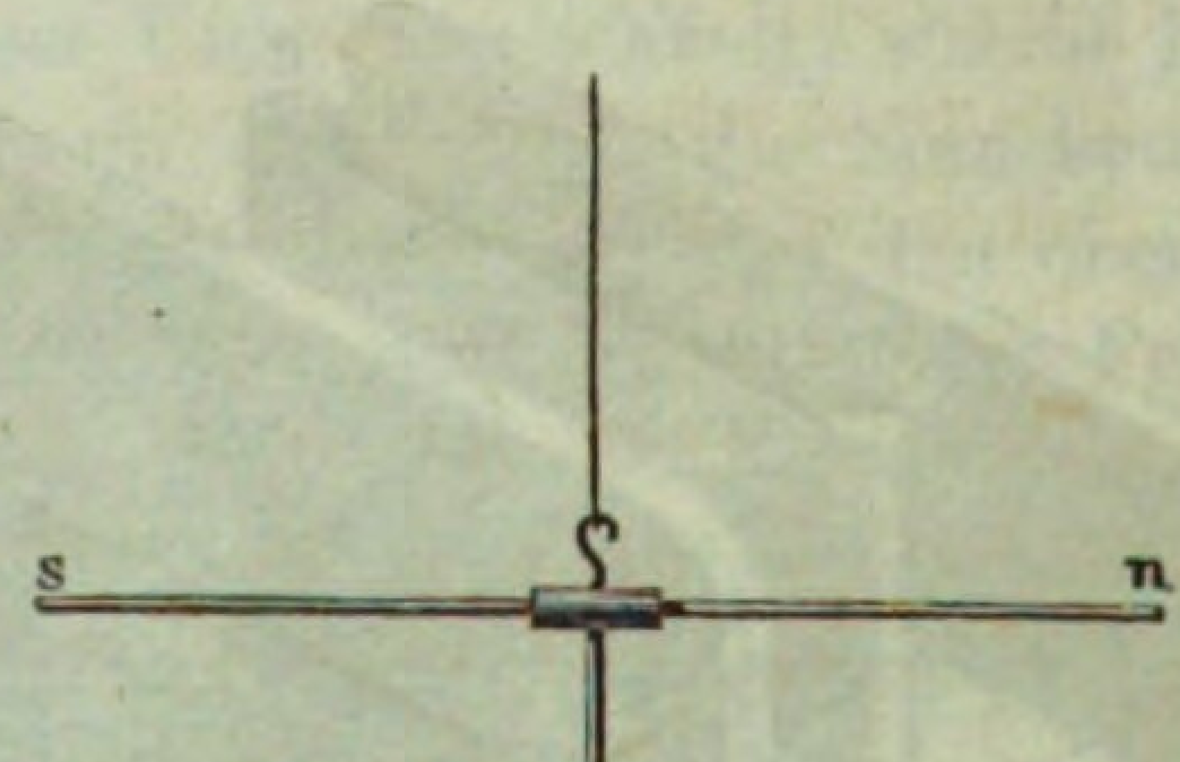


Fig. 141.



erwähnenden wesentlichen Verbesserungen der Einrichtung des Galvanometers von du Bois-Reymond, siehe dessen Untersuchungen über thierische Elektricität Bd. I, S. 162 u. folgde. 1848* u. Bd. II, S. 477 u. folgde. 1849.*

nen. Unterhalb trägt dasselbe an einem Häkchen einen einfachen Faden von roher in Seifenwasser abgekochter Seide, an welchen das astatische System der Magnetnadeln, Fig. 141, angehängt wird. Dasselbe besteht aus zwei möglichst gleichen und gleich stark magnetisirten Stahlnadeln (z. B. englischen Nähnadeln) *sn* und *s'n'*, welche einander parallel in zwei in ein Elfenbeinstäbchen gebohrte horizontale Löcher eingeschoben sind, so jedoch, dass ihre gleichnamigen Pole nach entgegengesetzten Seiten weisen. Das Elfenbeinstäbchen ist so lang, dass die eine der Nadeln gerade in dem inneren Zwischenraum der Drathwindungen des Multiplicators, die andere gerade über denselben mit dem Stäbchen frei hin- und herschwingen kann. Die obere Nadel selbst, oder besser ein mit ihr verbundener Zeiger bewegt sich auf einer auf den Multiplicatorrahmen aufgelegten Kreistheilung, deren Nullpunkt mit dem oberen Ende des Stäbchens *cd* zusammenfällt.

Auf den um 90° von dem Nullpunkt abstehenden Punkten des Multiplicatorrahmens klebt man zwei sehr feine verticale Glimmerblättchen, welche die Nadeln bei grösseren Ablenkungen am völligen Umschlagen hindern. Die seitlichen Oeffnungen des Multiplicatorrahmens, durch welche man die im Inneren derselben schwebende Nadel sehen kann, werden mit Glasplatten zugedeckt, welche in eine an dem Rahmen angebrachte Nuth eingeschoben werden. Ebenso schützt eine auf den Rand der den Rahmen tragenden Messingbüchse gesetzte Glasglocke das astatische System vor Luftzügen. Diese Glasglocke hat oben zweckmässig einen flachen Boden. — Da durch Annäherung des Körpers an den Apparat leicht in Folge der ungleichen Erwärmung desselben dennoch Luftströmungen in der Glasglocke entstehen können, die dem astatischen System eine Ablenkung ertheilen würden, kann man auf den flachen oberen Boden derselben einen ebenen Spiegel in einem Winkel von etwa 45° aufsetzen, und durch ein Fernrohr in diesem das Spiegelbild des getheilten Kreises und des auf demselben spielenden Zeigers des astatischen Systems beobachten.

Für die meisten Fälle stellt man den Multiplicator so, dass die Drathwindungen der Ebene des astatischen Systems parallel verlaufen, der mit ihnen verbundene Zeiger also auf Null steht. Man regulirt die Stellung des Instrumentes durch die Stellschrauben so, dass die Nadeln ganz frei schweben, und beobachtet beim Hindurchleiten des Stromes durch den Multiplicator vermittelst der Klemmschrauben ihre Ablenkung.

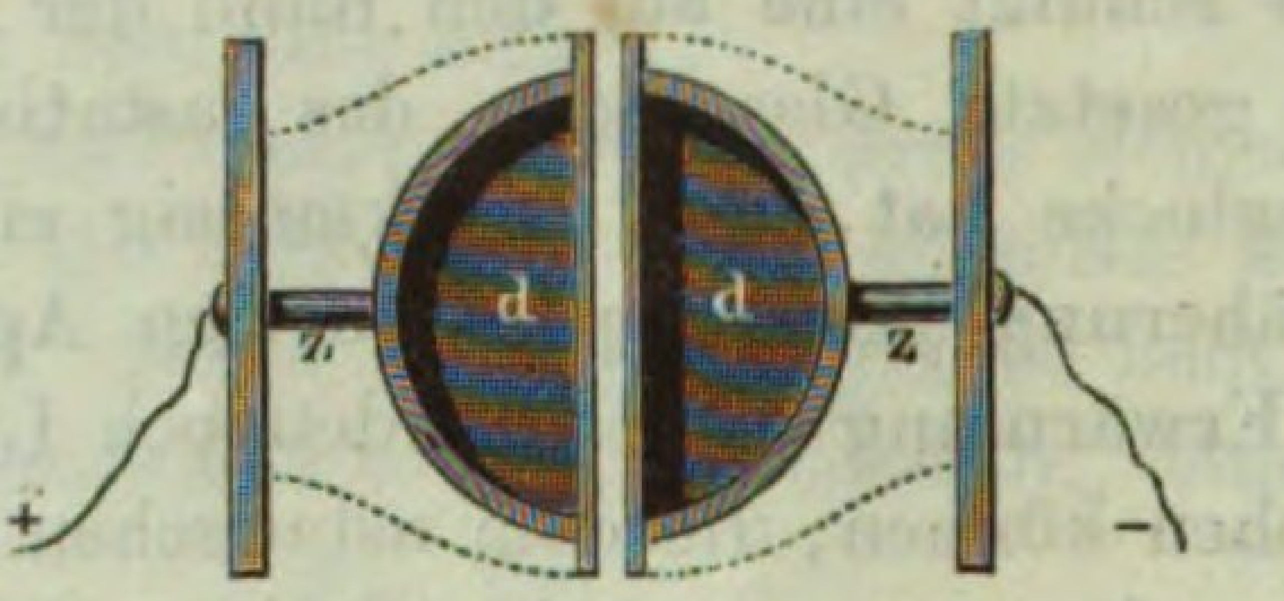
Nach dieser allgemeineren Beschreibung des Instrumentes sind einige 192
speciellere Einrichtungen der einzelnen Theile desselben nachzutragen, wobei wir namentlich den Angaben von du Bois-Reymond zu folgen haben.

1. Der Multiplicator. Da das von den Drathwindungen desselben auf die Nadeln ausgeübte Drehungsmoment um so grösser ist, je näher dieselben an den Nadeln liegen, so ist der innere Raum der Windungen so klein zu wählen, als es die freie Bewegung der Nadel gestat-

tet. Eine Höhe desselben von 4 Millimeter ist daher völlig genügend. Die Länge des Raumes nimmt man auch nur wenig grösser, als die der Nadeln, etwa 40 Millimeter. — Die äusseren Flächen der Leisten *ab*, Fig. 139, rundet man allerseits ab, und formt ihren horizontalen Durchschnitt zu einem um die Drehungsaxe des Multiplicators gelegten Kreisbogen. Für viele Zwecke, namentlich wenn man die Intensität der Ströme nach den ersten Ausschlägen der Nadeln abschätzt, ist es genügend, wenn dieser Bogen etwa 40 bis 60° umfasst. Da nämlich das Drehungsmoment, welches durch einen Strom im Multiplicator auf die Nadeln ausgeübt wird, am stärksten ist, wenn dieselben den Windungen des Draths möglichst parallel liegen, so müssen die Windungen auf einen Raum concentrirt werden, der die Gleichgewichtslage der Nadeln in nicht allzu weiten Grenzen umschliesst. — Will man bei grösseren Ausschlägen der Nadeln ihre Spitzen nicht aus den Drathwindungen heraustreten lassen, so kann man, wie schon von Nervander[1]) in seiner „Tangentenboussole" geschehen ist, den Rahmen des Multiplicators ganz kreisrund formen.

Mohr[2]) wickelt die Drathwindungen hierbei parallel neben einander, entweder auf eine flache kreisrunde Dose von Holz, in der die untere Nadel des astatischen Systems schwingt, und an der auf zwei diametral gegenüberliegenden Seiten zwei Zapfen *zz* befestigt sind, auf welche Bretter aufgeleimt werden; oder auch auf die äusseren Flächen zweier hohler, getrennter Halbkugeln *d* (Fig. 142) von Holz, welche gleichfalls an Stäbchen befestigt werden, die ausserhalb Bretter tragen. Diese Halbkugeln werden über die untere Nadel des astatischen Systems geschoben und die auf sie gewundenen Dräthe mit einander verbunden. Mohr ersetzt hierbei die im Inneren der beiden Halbkugeln schwebende Nadel durch mehrere parallele Nadeln, welche sich in ihrer Länge der inneren Kugelfläche anschliessen. Hierbei werden die Windungen des Drathes verhältnissmässig näher an die Nadeln gebracht, und bei einer geringeren Drathlänge mehr Windungen um den Rahmen herumgelegt, aus denen die Nadel noch bei ihren grössten Ablenkungen nicht heraustritt.

Fig. 142.



193 Bei dem Aufwinden des Drathes auf den Multiplicatorrahmen (Fig. 139) klebt man um die Stäbchen *cd* Streifen von Postpapier, welche verhindern, dass die Drathwindungen und Fädchen ihrer Bespinnung in den zum Durchschieben der Nadeln bestimmten Schlitz eintreten. Man steckt in diesen Schlitz Messingplatten, die man nach dem Winden des Drathes wieder entfernt.

[1]) Nervander, Ann. de Chim. et de Phys. T. LV, p. 160. 1833.* — [2]) Mohr, Pogg. Ann. Bd. XCIX, S. 102. 1856.*

Man windet auf den Multiplicatorrahmen zweckmässig den Drath in zwei parallel neben einander liegenden Stücken zu Doppelwindungen auf und bezeichnet die Enden beider Stücke durch verschiedene Farben. Man kann dann den Strom zwischen beiden Windungsreihen theilen. Ein auf diese Art eingerichtetes Galvanometer bezeichnet man mit dem Namen: Differentialgalvanometer [1]).

Der zu den Windungen verwendete Drath muss weicher Kupferdrath sein. Silberdrath, welcher noch besser leitet, ist wohl zu kostbar. Der Drath wird mit Seide übersponnen. Ist er sehr dünn, so geschieht die Ueberspinnung nur einmal, da sonst der Seidenüberzug allzuviel Raum einnehmen würde. Der Drath wird sorgfältig gefirnisst, entweder vor dem Aufwickeln, oder nach dem Aufwickeln jeder Lage. Man wartet stets das völlige Trocknen des Firnisses vor dem Aufwinden einer neuen Lage ab, und bedient sich dazu sehr zweckmässig einer filtrirten Lösung von Copalharz in wasserfreiem Aether.

Es ist nöthig, namentlich bei dünneren Dräthen, sich während des Aufwindens zu überzeugen, dass der Drath keine Bruchstellen habe. Deshalb verbindet man das eine Ende desselben durch ein Galvanometer mit dem einen Pol einer Säule, den anderen Pol derselben mit einer feinen Nähnadel, welche man von Zeit zu Zeit durch die Umwickelung des Drathes hindurchsticht. Das Galvanometer muss dann stets einen Ausschlag geben. Zerrissene Stellen werden sorgfältig gelöthet und mit ungedrehter Seide bewickelt.

Man verbindet auch bei Umwickelung des Rahmens mit zwei Dräthen den einen Pol der Säule mit dem einen Ende des einen Drathes und bringt die Nadel auf verschiedene Stellen des anderen parallelen Drathes. Die Abwesenheit eines Ausschlages der Galvanometernadel zeigt die völlige Isolation beider Windungsreihen von einander an.

Es hat keine Schwierigkeit, zu bestimmen, ob man dickere oder dün- 194
nere Kupferdräthe in wenigen oder vielen Windungen in den gegebenen Raum des Multiplicatorrahmens einwinden soll, um bei Einschaltung des Galvanometers in einen gegebenen Schliessungskreis das Maximum der Ablenkung der Nadel zu erhalten.

Ist die elektromotorische Kraft der benutzten Säule E, ihr Widerstand und der des Schliessungskreises mit Ausnahme des Galvanometers gleich R, der Widerstand im Galvanometer, wenn der ganze Raum des Multiplicatorrahmens nur durch ein dickes breites ⊔ förmiges Kupferblech erfüllt ist, gleich r, so ist die der Intensität I des Stromes proportionale, die Nadel ablenkende Kraft:

$$k = \frac{E}{R + r}.$$

Wird dieses Blech zu einem Drathe ausgezogen, der sich in n Win-

1) Dasselbe ist zuerst von Becquerel angewandt worden. Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXII, p. 422. 1826.*

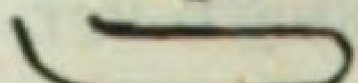
dungen auf den Multiplicatorrahmen windet, so ist dessen Widerstand, da er nicht nur n mal so lang ist, sondern auch einen n mal geringeren Querschnitt hat, als jenes Blech gleich $n^2 R$. Die die Nadel ablenkende Kraft k_1 wird aber bei gleicher Stromintensität auch die n fache geworden sein, wenn wir annehmen, dass die mittlere Wirkung jeder Windung der des Kupferbleches gleich ist. Es ist dann:

$$k_1 = \frac{n E}{n^2 R + r}.$$

Dieser Ausdruck wird ein Maximum, wenn

$$n^2 R = r,$$

also der Widerstand des Multiplicatordrathes gleich dem der übrigen Schliessung ist.

Hat man daher die Intensität von Strömen zu messen, deren Schliessungskreis sonst nur einen geringen Widerstand darbietet, z. B. von Thermoströmen, so wird man einen Multiplicator verwenden, der nur aus wenigen Windungen von dickem Drath oder nur aus einem dicken  förmigen Kupferblech besteht. Hat man die Intensität von Strömen zu messen, deren Schliessungskreis einen sehr grossen Widerstand in sich schliesst, z. B. von Strömen, welche längere Flüssigkeitsschichten oder den Thierkörper durchlaufen, so wendet man Multiplicatoren mit langem dünnem Drath an. Deshalb hat du Bois-Reymond bei seinen Versuchen über die Nervenströme einen Multiplicator benutzt, der aus 24160 Windungen von übersponnenem Kupferdrath von 0,13 — 0,15^{mm} Durchmesser und 5106^{m} Länge bestand, und neuerdings legt man sogar noch mehr Windungen um den Multiplicatorrahmen.

Bedient man sich eines Differentialgalvanometers, so wird man unter verschiedenen Umständen die beiden Windungsreihen desselben neben oder hinter einander verbinden.

In vielen Fällen, namentlich bei der Messung von Strömen, welche durch elektrolysirbare Flüssigkeiten fliessen, bei denen an den Elektroden eine Polarisation auftreten kann, ist die Anwendung langer Multiplicatoren besonders von Fechner[1]) empfohlen, da wegen des grossen Widerstandes derselben die Stromintensität, also auch die Polarisation nur gering ist, und so die Wirkungsabnahme der Kette langsamer erfolgt. — Da man bei solchen Multiplicatoren den Widerstand der übrigen Schliessung meist gegen den des Drathes des Multiplicators vernachlässigen kann, so kann man bei Einschaltung verschiedener Elemente in den Schliessungskreis ihre elektromotorischen Kräfte den aus den Ablenkungen der Galvanometernadel berechneten Stromintensitäten direct proportional setzen.

Auf diese Weise hat Buff einen Multiplicator von 18848 Windungen in 154 Lagen über einander aus einen Kupferdrath von 0,186^{mm} Dicke auf einen cylindrischen Rahmen von Kupfer von 60^{mm} Länge und 25^{mm}

1) Fechner, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 232. 1838.*

innerem Durchmesser gewunden und in denselben eine Nadel von nur 5^{mm} Länge, $2,5^{mm}$ Breite und Höhe hineingehängt. Bei diesem Apparat sind dann die Stromintensitäten den Tangenten der Ablenkungen der Nadel nahezu proportional, so dass er als Tangentenboussole benutzt werden kann. [1])

Das System astatischer Nadeln (Fig. 143). Ein System von zwei parallelen und einander entgegengerichteten Magnetnadeln wird durch die horizontale Componente des Erdmagnetismus nur mit einer Kraft gerichtet, welche der Differenz der magnetischen Momente beider Nadeln entspricht. Jeder Einfluss, welcher die eine oder andere der beiden verbundenen Nadeln ablenken würde, bewirkt daher eine Ablenkung, welche in demselben Verhältnisse zunimmt, als diese Kraft abnimmt. In dem astatischen System, welches für das Galvanometer verwendet wird, schwebt die obere Nadel über, die untere unter der oberen Hälfte und über der unteren Hälfte der Drathwindungen. Die Drehungsmomente, welche von dem diese letzteren durchfliessenden Strom auf beide Nadeln ausgeübt werden, addiren sich so, während die Wirkungen des Erdmagnetismus sich subtrahiren. Je mehr das magnetische Moment beider Nadeln des astatischen Systems dasselbe ist, desto geringer wird die Richtkraft der Erde auf dasselbe. — Man muss deshalb bei recht empfindlichen Galvanometern die Nadeln möglichst gleich wählen. Man nimmt zwei gleiche englische Nähnadeln, oder nach du Bois-Reymond zwei neben einander liegende Stücke eines Stahldrathes, den man in einem Bügel ausgespannt, geglüht und gehärtet hat. Diese beiden Stücke werden in siedendem Leinöl angelassen. Die Länge dieser Nadeln könnte etwa $30—40^{mm}$, ihre Dicke nicht ganz 1^{mm} betragen. Man setzt sie einander möglichst parallel in das Verbindungsstück von Schildpatt oder Elfenbein ein. Dasselbe wird recht leicht genommen, damit sein Trägheitsmoment klein ist, und ein momentaner Strom, der den Multiplicator durchläuft, das System recht weit ablenkt. Die verbundenen Nadeln werden zwischen zwei Brettchen eingeklemmt, und dann gleichzeitig an den beiden Polen eines hufeisenförmigen Magnetes oder Elektromagnetes bis zur Sättigung gestrichen. Man sucht dabei die obere Nadel etwas stärker zu magnetisiren. Man entzieht nun dieser stärkeren Nadel durch entgegengesetztes Streichen mit einem sehr schwachen Magnet (Nordpol mit Nordpol), einen Theil ihres Magnetismus, bis die Schwingungsdauer des Systems möglichst gross ist (etwa 30 Secunden oder mehr). 195

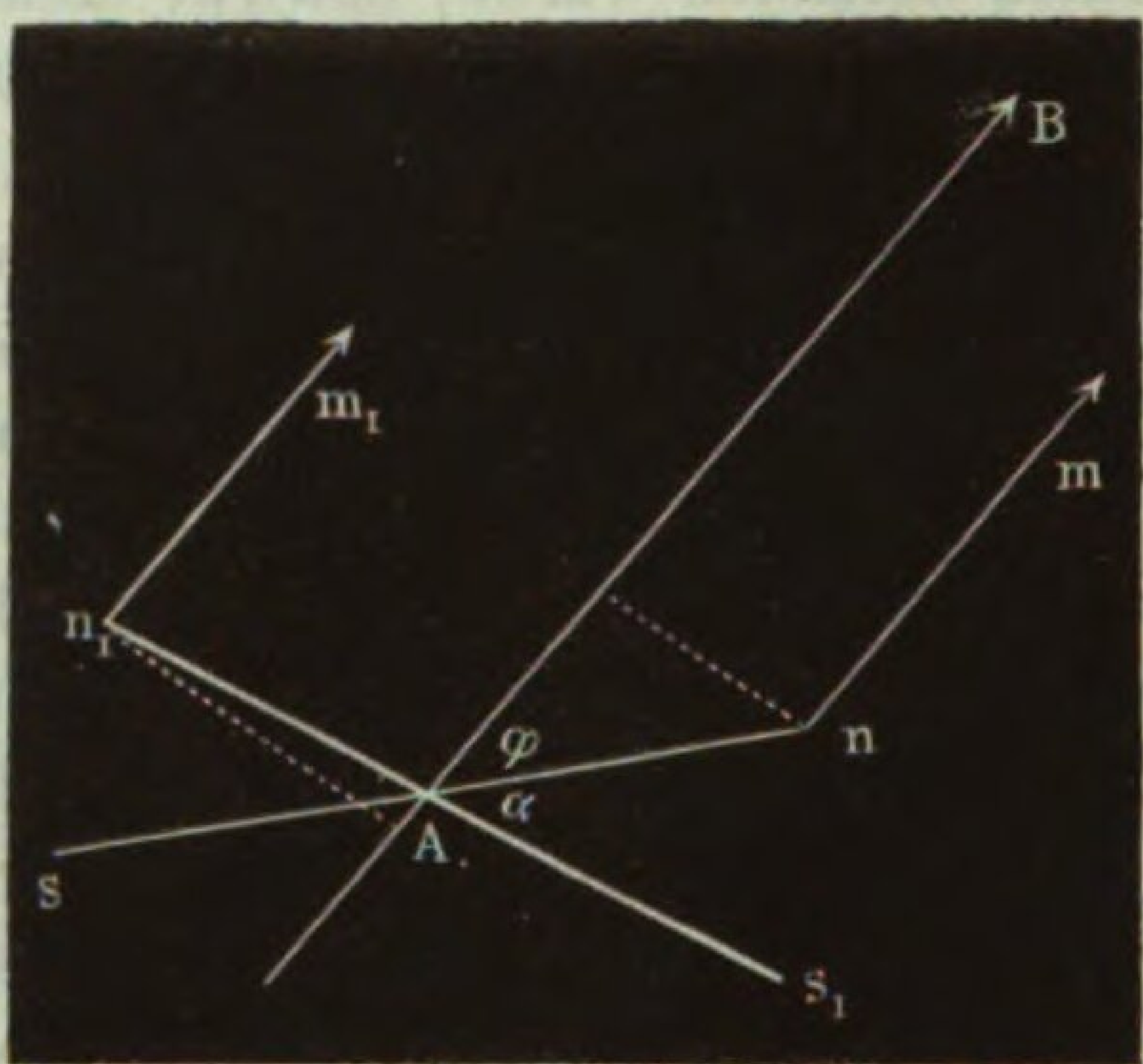
Fig. 143.



[1]) Buff, Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. LXXXVI, S. 1. 1853.*

196 Wären die magnetischen Axen der beiden Nadeln einander vollkommen parallel, so würden sie bei dem geringsten Ueberwiegen des magnetischen Moments der einen sich stets in der Ebene des Meridians einstellen, bei völliger Gleichheit des magnetischen Moments aber in jeder Lage im Gleichgewicht sein, wenn nicht in den Nadeln stets durch die Einwirkung des Erdmagnetismus in ihren mehr oder weniger nach Nord gekehrten Enden nördlicher, in ihren entgegengesetzten Enden südlicher Magnetismus temporär erzeugt würde, und daher dieselben stets sich mit ihrer Ebene in die Ebene des magnetischen Meridians einstellten. Nur wenn ihre Ebene auf der des Meridians vertical wäre, wären sie in labilem Gleichgewicht. Da jene Bedingungen indess nie zu erreichen sind, so nimmt das astatische System mit wachsender Gleichheit der Nadeln eine gegen den Meridian um einen bestimmten Winkel geneigte Stellung ein. Man nennt diese Ablenkung die freiwillige Ablenkung des astatischen Systems.[1])

Fig. 144.



Sind ns und $n_1 s_1$ (Fig. 144) die astatischen Nadeln, die mit einander den Winkel $nAs_1 = \alpha$ machen, stellen m und m_1 die Kräfte dar, womit z. B. ihre Nordpole in paralleler Richtung durch den Erdmagnetismus gezogen werden, ist φ der Winkel, den die eine der Nadeln ns in der Ruhelage des astatischen Systems mit dem magnetischen Meridian AB macht, so muss in dieser Lage die Bedingung erfüllt sein:

$$m \,.\, an \sin\varphi = m_1 \,.\, an_1 \sin\,[180 - (\varphi + \alpha)],$$

d. i.

$$ctg\,\varphi = \frac{m - m_1 \cos\alpha}{m_1 \sin\alpha}.$$

Sind die Momente der Nadeln $m = m_1$, so ist:

$$ctg\,\varphi = \frac{1 - \cos\alpha}{\sin\alpha} = tg\,\frac{\alpha}{2}.$$

Je kleiner der Winkel α wird, desto grösser wird die Abweichung φ aus dem Meridian. Für $\alpha = 0$ geht indess der Werth von $ctg\,\varphi$ in $\frac{0}{0}$ über, und dann sollte das astatische System in jeder Lage in Ruhe sein (s. o. [2]).

Die Nadeln des astatischen Systems müssen einen solchen Abstand von einander haben, dass beim Einhängen derselben in das Multiplicatorgewinde die untere möglichst genau in seiner Mitte, die obere möglichst dicht über demselben schwebt.

[1]) Nobili, Ann. de Chim. et de Phys. T. XLIII, p. 148. 1830;* Pogg. Ann. Bd. XX, S. 216.* Vergl. auch du Bois-Reymond, Pogg. Ann. Bd. CXII, S. 1. 1861.* — [2]) Moser, Repert. Bd. I, S. 259. 1837.*

Hängt man ein astatisches System mit geringer Richtkraft in den Multiplicatorrahmen ein, so dass die mittlere Längsrichtung der Nadeln den Windungen parallel ist, so bewahrt es dennoch meist nicht diese Ruhelage, sondern weicht nach rechts oder links um eine bestimmte Anzahl Grade ab, je nachdem es durch irgend eine ablenkende Kraft einmal auf diese oder jene Seite geführt worden ist [1]). 197

Der Grund liegt in dem Magnetismus des zum Multiplicator verwendeten Kupferdrathes, welcher durch geringe Beimengungen von Eisen gesteigert wird. In Folge dieses Magnetismus wird sich das astatische System stets so zu stellen suchen, dass es der Resultante der magnetischen Anziehungen durch den Multiplicator und den Erdmagnetismus folgt. — Hätte es daher gar keine Richtkraft in Folge des letzteren, so besässe es in der den Windungen des Multiplicators parallelen Nulllage und in der auf dieser Lage senkrechten Stellung labile Gleichgewichtslagen, dagegen stabile Gleichgewichtslagen, wenn seine Nadeln etwa in der Richtung der Diagonalen des Multiplicatorrahmens liegen. Es hat keine Schwierigkeit, die Grösse dieser ablenkenden Kraft der Drathmassen bei verschiedenen Stellungen eines astatischen Systemes zu bestimmen, welches durch die erdmagnetische Richtkraft in einer bestimmten Ebene festgehalten wird.

Hängt man das System in das Multiplicatorgewinde hinein, so dass seine Ebene der Ebene der Windungen parallel ist, und wird es um den Winkel $\pm \alpha$ nach rechts oder links abgelenkt, so hält in dieser Lage das von der Anziehung der Windungen herrührende Drehungsmoment d_α dem vom Erdmagnetismus auf das System ausgeübten Drehungsmoment das Gleichgewicht. Dieses Drehungsmoment ist aber gleich *const. sin.* α. — Dreht man nun den Multiplicatorrahmen herum, so wird auch das astatische System mehr oder weniger seine Stellung ändern. Bildet es jetzt mit der Ebene der Windungen den Winkel β, mit der Ebene seiner ursprünglichen Ruhelage ohne den Einfluss des Multiplicators den Winkel φ, so ist wiederum das von den Windungen ausgeübte Drehungsmoment $d_\beta = const.\ sin.\ \varphi$. Auf diese Weise lässt sich das von dem magnetischen Einfluss der Windungen herrührende Drehungsmoment d bei jeder Neigung der Ebene des astatischen Systems gegen die Ebene der Windungen bestimmen. Dasselbe wird von Null an zunehmen bis zu einem Maximum, und von da an wieder abnehmen, wenn das System aus der der Windungsebene parallelen Stellung allmälig in die (diagonale) Stellung übergeht, in welcher es sich in Folge des Magnetismus der Windungen einstellen würde, wenn es für sich keine Richtkraft besässe. Bei weiteren Ablenkungen des Systems wird das Drehungsmoment d negativ werden und bis zu der gegen die Ebene der Windungen senkrechten Stellung des astatischen Systems erst wachsen und dann wieder bis zu Null abnehmen, um darauf im entgegengesetzten Sinn wieder zuzunehmen. — Man kann die Grösse dieses Drehungsmomentes in einer Curve darstellen, welche von du Bois-

[1]) Nobili, Mém. Vol. I, p. 102.

Reymond (l. c. Bd. I, S. 179) mit dem Namen der „störenden Curve“ bezeichnet wird, in der als Abscissen die Ablenkungen des Systems aus der Ebene der Windungen, als Ordinaten die Drehungsmomente d verzeichnet sind. Bei jeder Ablenkung der astatischen Nadeln durch einen Strom sind diese Drehungsmomente von den aus der Ablenkung der Nadel berechneten zu subtrahiren, um die wirkliche Grösse der ablenkenden Kräfte des Stromes zu erhalten.

198 Man hat auf verschiedene Weise versucht, diese Ablenkungen der astatischen Systeme durch die Drathmassen zu eliminiren; so zunächst durch Anwendung von eisenfreiem aus galvanoplastischem Kupfer [1]) gezogenem Kupferdrath oder von Silberdrath. Ersteres ist indess wegen seiner Sprödigkeit schwer zu dünnen Dräthen auszuziehen, letzterer auch oft eisenhaltig und zu kostbar. Man hat sodann zwischen die Windungen an beiden Enden des Schlitzes Kupferstücke eingelegt, oder auch die Stäbchen *cd* (Fig. 139) des Multiplicatorrahmens aus Kupfer hergestellt, oder die Windungen des Drathes an diesen Stellen völlig an einander gewickelt oder auch dieselben oberhalb ganz zugewickelt, und die beiden Nadeln durch einen seitlichen Bügel verbunden. Man erreicht hierdurch häufig seinen Zweck; es kann indess hierdurch auch bei einer besonderen Vertheilung der Kupfermassen zu den oben erwähnten stabilen (diagonalen) Gleichgewichtslagen der Nadel noch eine dritte der Nulllage entsprechende stabile (welche früher eine labile war) hinzutreten, und demnach das System in verschiedenen Stellungen zwischen diesen Lagen nach der einen oder anderen derselben hingeführt werden [2]).

Eine andere Art von Compensation ist von Péclet (l. c.) angegeben worden. Er befestigt über dem astatischen System an dem dasselbe tragenden Stabe in gleicher Ebene eine dritte Magnetnadel, welche sich an einem kleinen getheilten Kreise um eine horizontale Axe drehen lässt. Je nachdem nun die Pole der Nadel denen der oberen oder unteren Nadel des Systems gleichgerichtet sind, wird die magnetische Einstellung der einen oder anderen verstärkt. Durch Neigen der Nadel gegen den Horizont kann man diese Verstärkung beliebig reguliren.

Durch diese Vorrichtung wird indess das astatische System sehr schwer und erhält ein bedeutendes Trägheitsmoment. Auch ist dieselbe zu complicirt. Sie hat daher keine allgemeinere Anwendung gefunden.

Zweckmässiger erreicht man die Compensation der besprochenen Einwirkungen der Drathmassen durch Annäherung von Magneten. Man stellt nach Melloni [3]) in der der Nulllage des Systems entsprechenden Ebene einen Magnetstab von 200^{mm} Länge und 5^{mm} Durchmesser auf einem Statif so auf, dass die gegen den Horizont um 45° geneigte Axe des Sta-

[1]) Schellbach, s. du Bois-Reymond l. c. Bd. I, S. 186.* — [2]) Péclet, Ann. de Chim. et de Phys. (3) T. II, p. 104. 1841;* Pogg. Ann. Bd. LVI, S. 339. Anm.* — [3]) Melloni, Arch. de l'El. T. I, p. 662. 1841.*

bes bei ihrer Verlängerung den Pol der nächsten Nadel des Systems schneiden würde. Durch Heben, Senken, Nähern und Entfernen und verschiedenes Neigen des Stabes kann man die Nadeln gerade auf den Nullpunkt zurückführen, ohne sie mit einer grösseren Kraft, als unbedingt nöthig, auf demselben festzuhalten. Bei dieser Art der Compensation verlangsamt sich die Schwingungszeit der Nadeln bei kleineren Elongationen sehr bedeutend im Verhältniss zu der Schwingungsdauer der Nadeln für sich ausserhalb des Multiplicators, so dass sie bis zu einer Minute anwachsen kann. Innerhalb dieser Elongationen ist dann die Ablenkung derselben durch einen den Multiplicator durchfliessenden Strom sehr bedeutend. Bei weiteren Ablenkungen vermindert sich dagegen die Schwingungsdauer und Empfindlichkeit des astatischen Systems. Bei geringen Ablenkungen und recht guter Compensation führt nämlich der vereinte Zug des Erdmagnetismus und des compensirenden Magnets auf die stärkere magnetische Nadel das Nadelpaar fast genau mit derselben Kraft in die Nulllage zurück, mit welcher dasselbe durch den Magnetismus der Windungen in die diagonale Lage abgelenkt wird; beide Kräfte subtrahiren sich und heben einander fast auf, so dass auf das Nadelpaar fast gar keine Richtkraft wirkt. Bei weiterer Annäherung an die diagonale Lage überwiegt meist schon die Wirkung der von aussen wirkenden Kräfte; und sobald die Ablenkungen über jene diagonale Lage hinausgehen, addirt sich sogar der Zug des Erdmagnetismus und des Magnets zu dem des Magnetismus der Windungen, um die Nadeln in dieselbe zurückzuführen. Die Compensation gestattet daher nur innerhalb enger Grenzen eine grosse Empfindlichkeit des astatischen Systems. Das astatische System hat ausserhalb dieser Grenzen der Ablenkungen eine stärkere Richtkraft, als für sich allein.

Eine andere Art der Compensation ist von Ruhmkorff[1]) ausgeführt. Oben auf die Fassung, an welche der das Nadelpaar tragende Coconfaden geknüpft ist, werden zwei in einer verticalen Ebene befindliche lineare Magnetstäbe gesetzt, welche mit ihren oberen ungleichnamigen Polen einander berühren, mit ihren unteren Polen vermittelst eines Charniers etwa wie die Schenkel eines Zirkels um einen an einem Gradbogen messbaren Winkel von einander entfernt werden können. Durch richtiges Einstellen der Magnete kann die Compensation hergestellt werden. Zweckmässig ist es, wenn man Messungen mit dem Galvanometer anstellen und dasselbe graduiren (s. unten) oder als Sinusboussole benutzen will, dass die Magnete mit dem Multiplicatorrahmen so verbunden sind, dass sie seinen Drehungen folgen; dann bleibt stets die Compensation in gleicher Weise bestehen. Diese Compensation ist schwerer ebenso vollständig zu erreichen, als die von Melloni angegebene, und leidet an denselben Mängeln.

Eine fernere sehr zweckmässige Compensation ist von E. du Bois-

[1]) Ruhmkorff s. Matteucci, traité des phénomènes électrophysiologiques, p. 25. 1844.*

Reymond[1]) angegeben. — Man befestigt an dem Nullpunkt der Theilung des Multiplicators die etwa 0,5^{mm} lange Spitze einer recht harten, stark magnetisirten Perlnadel in der Weise, dass ihr Zug gerade die Ablenkung des Nadelpaares durch den Magnetismus der Windungen aufhebt. In der Fig. 138 ausgeführten Zeichnung des Galvanometers ist *o* ein die magnetische Stahlspitze tragender Arm von Messing, der durch die ausserhalb der Glasglocke *t* angebrachten Schrauben *l* und *m* nach rechts und links und vor und zurück geschraubt werden kann. In Folge ihrer geringen Dimensionen wirkt diese kleine magnetische Spitze nicht innerhalb weiterer Entfernungen auf die Nadeln, so dass ihre Oscillationen bei weiterer Elongation durch dieselbe nicht wesentlich beschleunigt werden, wie bei den oben beschriebenen Compensationen, bei denen der compensirende Magnet auf die Nadeln auch bei weiteren Ablenkungen noch stark einwirkt. Dagegen ist in der nächsten Nähe des Nullpunktes das astatische System verhältnissmässig etwas weniger empfindlich.

Bei den zuerst erwähnten Methoden lässt sich auch eine Ungleichheit der Nadeln selbst bei bedeutenden Ablenkungen durch den compensirenden Magnet ausgleichen; das System braucht daher für sich nicht sehr astatisch zu sein, wenn es nur durch den Magnetismus der Windungen noch aus der Nulllage abgelenkt wird. Bei der Methode von du Bois muss dasselbe indess für sich sehr astatisch sein, da bei etwas weiteren Elongationen die Astasie nicht mehr durch die Wirkung des kleineren Magnets hergestellt werden kann.

Weniger zweckmässig ist die früher von Schröder[2]) und Melloni (l. c.) empfohlene Anwendung weicher Eisenstäbchen zur Compensation.

Bei längerem Gebrauche, namentlich wenn man etwas stärkere Ströme durch den Multiplicator eines Galvanometers geleitet hat, ändert sich häufig die Gleichgewichtslage des Nadelpaares, indem sich der Magnetismus der Nadeln ändert. Durch Verschiebung der compensirenden Magnete kann man die Nadeln stets wieder auf den Nullpunkt zurückführen.

Will man indess vergleichbare messende Versuche anstellen, so muss man auf diese Aenderung der Richtkraft des astatischen Systems besondere Rücksicht nehmen. Ueberhaupt dürfte das Galvanometer doch wohl nur in wenigen Fällen noch zur wirklichen Messung, als vielmehr zur Schätzung der Intensität von Strömen verwendet werden, da die Spiegelapparate von den vielen Unbequemlichkeiten und Veränderungen frei sind, denen dasselbe unterworfen ist. Vielmehr dient das Galvanometer hauptsächlich zur Erkennung der Anwesenheit und Richtung von schwachen Strömen und in seiner Construction als Differentialgalvanometer zur Bestimmung von Widerständen.

[1]) Du Bois-Reymond l. c. Bd. II, S. 491.* — [2]) Schröder, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 60. 1841.*

Will man die Ablenkungen des astatischen Systemes eines Galvanometers oder des Magnetes einer Boussole einer grösseren Versammlung anschaulich machen, so kann man die Apparate so construiren, dass die Axe der Magnetnadeln in horizontaler Lage in zwei Lagern ruht. Man kann sie also z. B. in zwei Spitzen enden lassen, welche in Achathütchen eingelegt sind. Die Ruhelage der Nadel kann dann durch Anbringung eines kleinen Uebergewichtes vertical hergestellt werden. — Für feinere galvanometrische Versuche mit Strömen von geringer Intensität ist indess diese Methode wegen der stets dabei auftretenden Reibung nicht anwendbar. In diesem Fall kann man nach der Angabe von du Bois-Reymond [1]) an den Nadeln einen kleinen leichten Spiegel befestigen, den man z. B. aus einem versilberten oder einerseits verquickten mikroskopischen Deckglase herstellt, und auf denselben durch einen Heliostat die Strahlen der Sonne oder die Lichtstrahlen einer elektrischen Lampe, welche wegen der etwaigen Einwirkung des sie durchfliessenden Stromes auf die Nadel in hinlänglicher Entfernung vom Galvanometer aufgestellt ist (s. d. technischen Theil), vermittelst einer Linse lenken. Dem von dem Spiegel reflectirten Strahlenbündel wird ein weisser Papierschirm entgegengestellt, auf welchem das von dem Strahlenbündel gezeichnete helle Bild bei einer Ablenkung der Magnetnadel hin und her wandert. 199

In vielen Fällen ist es wichtig, den Widerstand der Multiplicatorwindungen eines Galvanometers zu kennen. Zu dieser Bestimmung kann man sich der in §. 81 u. folg. Theil I. beschriebenen Methoden bedienen, indem man den Multiplicator wie jeden anderen Leiter behandelt, und die Intensitäten der Ströme an einem besonderen zweiten Galvanometer oder an einer Tangentenboussole abliest. 200

Man kann auch den constanten Strom eines Thermoelementes bei zwei verschiedenen Temperaturdifferenzen seiner Löthstellen durch das Galvanometer leiten und jedesmal durch Einschalten von zwei Dräthen vom Widerstand w_1 und w_2 sowie w_3 und w_4 die Ablenkungen seiner Nadel auf bestimmte Werthe bringen, welche den Intensitäten I_1 und I_2 entsprechen.[2])

Ist der Widerstand des Thermoelementes zu vernachlässigen, sind die elektromotorischen Kräfte desselben bei der ungleichen Erwärmung der Löthstellen E_1 und E_2, ist der Widerstand des Galvanometers g, so hat man die vier Gleichungen

$$I_1 = \frac{E_1}{g + w_1} = \frac{E_2}{g + w_3} \cdot I_2 = \frac{E_1}{g + w_2} = \frac{E_2}{g + w_4}$$

aus denen sich ergiebt

$$g = \frac{w_2 w_3 - w_1 w_4}{(w_1 + w_4) - (w_2 + w_3)}.$$

[1]) Helmholtz und du Bois-Reymond, Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 607. 1855.* — [2]) Henrici, Pogg. Ann. Bd. LXIII, S. 344. 1844.*

Man kann auch den Strom einer Säule s, Fig. 145, zwischen einem Drath a und einem Zweige theilen, der das Galvanometer G und den Rheostaten Z enthält.

Man bringt durch Einstellen des Rheostaten auf zwei Stellungen r und $r_{\prime}$ die Ablenkung der Nadel des Galvanometers auf zwei bestimmte Werthe, die den Intensitäten I und I_1 des dasselbe durchfliessenden Stromtheiles entsprechen. Ist dann

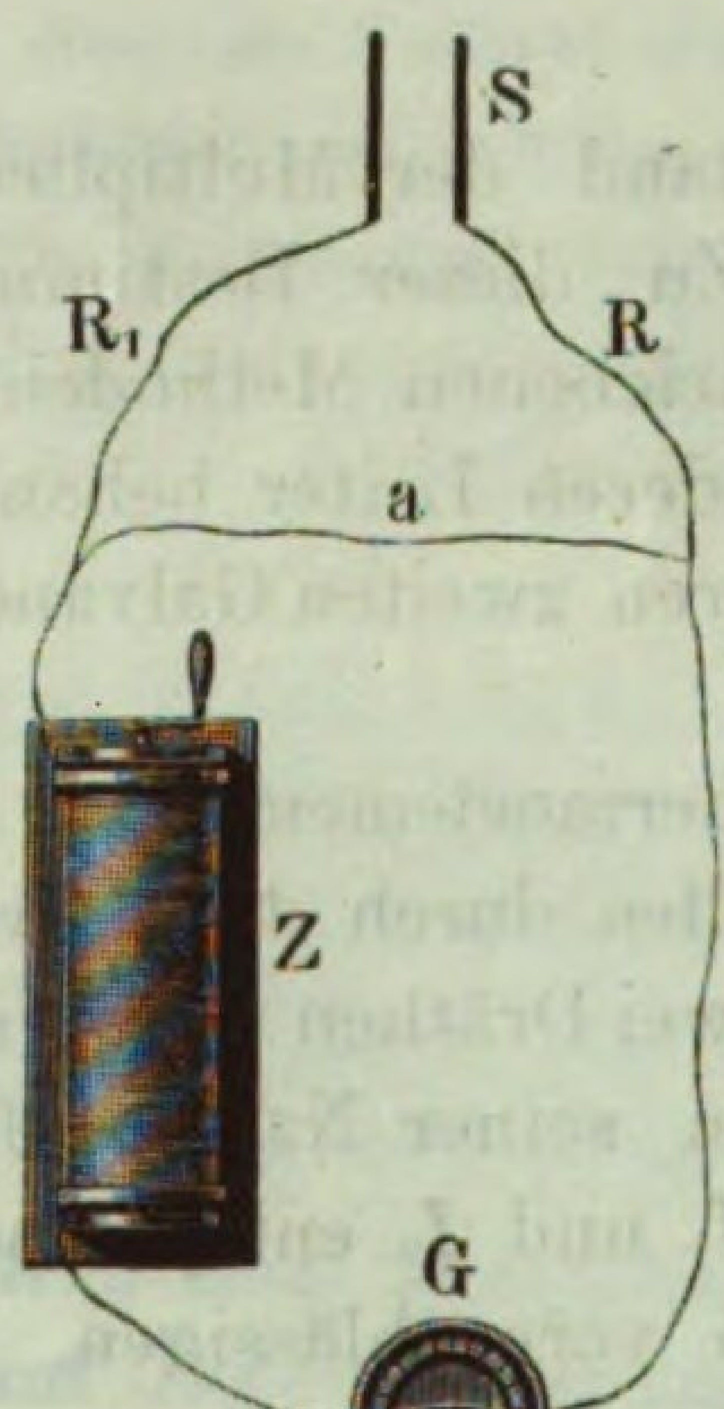
die elektromotorische Kraft der Säule E
der Widerstand des Galvanometers g
der Widerstand des Drathes a a
der Widerstand des unverzweigten Theiles der Schliessung R

so ist

$$I = \frac{E}{R + \frac{a(r+g)}{a+r+g}} \cdot \frac{a}{a+r+g}$$

$$I_{\prime} = \frac{E}{R + \frac{a(r_1+g)}{a+r_1+g}} \cdot \frac{a}{a+r_1+g}.$$

Fig. 145.



Ersetzt man den Drath a durch einen Drath vom Widerstand b, so müssen die Rheostatenlängen r und r_1 in ϱ und ϱ_1 umgeändert werden, um wiederum die den Intensitäten I und I_1 entsprechenden Ausschläge des Galvanometers zu erhalten. Man bekommt dann zwei Gleichungen für I und I_1, die von den oben angeführten sich nur dadurch unterscheiden, dass a durch b, r und r_1 durch ϱ und ϱ_1 ersetzt sind. Durch Elimination von a, b, E und R aus den vier Gleichungen erhält man

$$g = \frac{r\varrho_1 - \varrho r_1}{(\varrho - \varrho_1) + (r - r_1)} \text{ [1]}.$$

201 Die erste Anwendung des Galvanometers ist die, sich von der Anwesenheit schwacher galvanischer Ströme zu überzeugen und die Richtung derselben zu bestimmen. Am bequemsten geschieht das Letztere, indem man den Sinn der Ablenkung des astatischen Systems bestimmt, wenn man mit den zum Multiplicator führenden Leitungsdräthen eine Kupfer- und eine Zinkplatte verbindet, und beide gleichzeitig in reines oder schwach saures Wasser taucht. Beim Hindurchleiten von beliebigen galvanischen Strömen durch den Multiplicator kann man aus den beob-

[1]) Svanberg, Jahresbericht. 1847. S. 361.*

achteten Ablenkungen stets nach Vergleich mit der bei diesem Versuch erhaltenen Ablenkung die Richtung der Ströme bestimmen.

Zuweilen hat man zu untersuchen, ob in einer Reihe von Strömen, die durch das Galvanometer geleitet werden, solche sind, welche vielleicht eine entgegengesetzte Richtung haben als die Mehrzahl der anderen, oder ob auf einen Strom von einer bestimmten normalen Richtung plötzlich ein Strom von der entgegengesetzten Richtung folgt. Zu diesem Zwecke dient die von Faraday zuerst angegebene einseitige Hemmung der Nadel [1]). Man befestigt neben den beiden Enden derselben auf dem Multiplicatorrahmen auf der Seite, nach der die Nadel durch die normalen Ströme abgelenkt werden würde, zwei feine Stiftchen, die sie hindern, dahin aus ihrer Gleichgewichtslage zu weichen. Wenn dann nach starken normalen Strömen ganz schwache entgegengesetzt gerichtete folgen, so weicht die Nadel nach der freigelassenen Seite aus. Man muss sich indess vorher überzeugen, ob nicht die Nadel bei Unterbrechung des normalen Stromes auch schon für sich eine entgegengesetzte Ablenkung zeigt, welche durch die Elasticität der Stiftchen und der Nadel bedingt sein kann.

Eine zweite, indess beschränktere Anwendung des Galvanometers ist 202
die zur Bestimmung der Intensität schwacher Ströme. Diese Bestimmung kann in doppelter Weise geschehen. Die erste Methode ist die, dass man die Drathwindungen des Galvanometers senkrecht gegen die Magnetnadel stellt und die Zahl der Schwingungen der letzteren bestimmt, ehe der zu messende Strom durch die Windungen geleitet wird, und wiederum bestimmt, während der Strom durch dieselben geleitet wird. Man leitet den Strom hierbei in der Richtung durch die Windungen, dass die Schwingungszahl vermehrt, die Kraft, durch welche die Nadel schwingt, also vergrössert wird [2]).

Bezeichnet man die horizontale Intensität des Erdmagnetismus mit M
das magnetische Moment der Nadel mit m
die Intensität des um sie herumgeleiteten Stromes mit . I
die Zahlen ihrer Schwingungen ohne und mit der Einwirkung des Stromes mit Z und Z_1

so hat man

$$Z = \sqrt{a\, m\, M}; \quad Z_I = \sqrt{a\, m\, (M + b\, I)},$$

wo a und b Constante sind. Hieraus folgt

$$I = const.\ (Z_I^2 - Z^2).$$

Nach dieser Formel kann man jedesmal die relativen Intensitäten verschieden starker, durch die Multiplicatorwindungen eines Galvanometers

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. IX. §. 1087.* — [2]) Fechner, Maassbestimmungen S. 8; Lehrbuch S. 150.*

geleiteter Ströme bestimmen. — Es tritt hierbei indess eine Fehlerquelle ein. Indem nämlich die Axe der Magnetnadel parallel der Axe der Drathwindungen liegt, wird in ihr während des Durchganges des Stromes durch dieselben eine bestimmte Quantität von temporärem Magnetismus erregt, durch welche sie sowohl in Folge der erdmagnetischen Anziehung, als auch in Folge des auf sie wirkenden Stromes in den Windungen des Multiplicators schneller schwingt, als ohne diese Erregung. Meist ist diese Einwirkung beim Durchleiten schwächerer Ströme durch die Multiplicatorwindungen zu vernachlässigen, vollständig aber nicht, namentlich bei Messung stärkerer Ströme. Als z. B. Fechner[1]) durch zwei Multiplicatoren hinter einander denselben Strom leitete, von denen der eine wenige Drathwindungen und in diesen eine astatische Nadel, der andere 66 mal mehr Windungen und eine einfache Nadel besass, so schienen die durch die Schwingungszahlen der Nadeln gemessenen Intensitäten bei dem letzteren Apparat schneller zuzunehmen, als bei dem ersteren, da bei der vielfachen Windungszahl des Multiplicators in jenem eine viel stärkere temporäre Magnetisirung der Nadel bewirkt wurde. — Innerhalb der Grenzen der Beobachtungen war diese temporäre Magnetisirung der Stromintensität ziemlich proportional. In diesem Falle würde in die Formel noch ein Glied einzuführen sein, welches I^2 enthielte.

203 Diese temporäre Magnetisirung der Nadeln fällt ganz fort, wenn man ihre Ebene parallel der Ebene der Drathwindungen macht und nach dem Hindurchleiten des Stromes durch dieselben durch Drehen des die Nadeln tragenden Fadens dieselben in ihre frühere Ruhelage zurückführt. Dies geschieht, indem man den Halter, an welchem der Faden befestigt ist, um seine Axe dreht. Liest man vermittelst eines an demselben befestigten Index an einer Kreistheilung den Drehungswinkel ab, so ist die Intensität des Stromes diesem Winkel direct proportional. Auf diese Weise hat z. B. Ohm (Theil I, §. 57) seine Intensitätsbestimmungen gemacht. Indess dürfte man neuerdings diese Methode nur selten anwenden.

204 Zweckmässiger bestimmt man den Winkel, um welchen das astatische System aus seiner Ruhelage abgelenkt wird, in welcher letzteren die Windungen des Multiplicatordrathes seiner Ebene parallel sind.

In diesem Falle darf man den Winkel auch nicht zu gross werden lassen, da dann wiederum eine temporäre Magnetisirung der Nadeln hervortreten könnte[2]).

Innerhalb der ersten 10 bis 20 Grade kann man die Tangenten der Ablenkungen des astatischen Systems der Intensität der ablenkenden Ströme direct proportional setzen.

[1]) Fechner, Pogg. Ann. Bd. LV, S. 189. 1842.* — [2]) Vergl. Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 385. 1838.*

Ueber weitere Grenzen hinaus gilt aber das Tangentengesetz durchaus nicht, wie bei der Tangentenboussole, da die Windungen den Nadeln viel zu nahe liegen. Man muss dann zu genaueren Messungen das Galvanometer gerade wie die Sinusboussole verwenden, oder dasselbe graduiren. — Es hat hierbei keinen Einfluss, wenn das astatische System nicht in der Ebene des magnetischen Meridians schwebt, da man sich dasselbe stets durch einen kleinen, den grösseren Neigungswinkel der magnetischen Axen der verbundenen Nadeln in irgend einem Winkel theilenden und in der Ebene des Meridians befindlichen Magnet ersetzt denken kann, welcher aus seiner Ruhelage durch den Strom um ebenso viel Grade abgelenkt wird, wie das astatische System selbst.

Wird das Galvanometer als Sinusboussole verwendet, d. h. wird der Multiplicator beim Hindurchleiten des Stromes dem Nadelpaare nachgedreht, bis seine Windungen dem letzteren parallel stehen, so kann man die Zunahme der Empfindlichkeit des Instrumentes mit wachsender Astasie des Nadelpaares folgendermaassen bestimmen: Die Drehungsmomente, welche ein Strom von der Intensität Eins in den Multiplicatorwindungen auf beide Nadeln, deren Momente m und m_I seien, ausübt, wenn sie den Windungen parallel stehen, seien Am und Bm_I. Ist die Intensität des Stromes I und sind die Windungen um den Winkel α gedreht, wenn sie dem abgelenkten Nadelpaare wieder parallel sind, so ist 205

$$(Am + Bm_I)\, I = (m - m_I)\, T \, . \, \sin \alpha.$$

Ist m und m_I wenig von einander verschieden, so kann man $Am + Bm_I = Cm$ setzen. Ist dann das Trägheitsmoment des astatischen Systems K, so ist die Schwingungsdauer desselben gegeben durch die Formel

$$t = \pi \sqrt{\frac{K}{(m - m_I)\, T}},$$

also

$$\sin \alpha = \frac{C I m t^2}{K \pi^2}.$$

Unter sonst gleichen Verhältnissen nimmt also der Sinus des Ablenkungswinkels mit dem Quadrat der Schwingungsdauer des astatischen Systems zu [1]).

Soll das Galvanometer als Tangentenboussole benutzt werden, d. i. bei feststehenden Windungen die Intensität des Stromes aus der Ablenkung des astatischen Nadelpaares bestimmt werden, so muss man das Instrument graduiren. Diese Graduirung kann auf verschiedene Weise vorgenommen werden. 206

Einmal kann man nach Becquerel [2]) mit dem Multiplicator dessel-

[1]) Buff, Ann. der Chem. u. Pharm. Bd. XC, S. 1. 1854.* — [2]) Becquerel, Traité T. II, p. 24. 1834.*

ben eine Thermosäule, z. B. nach Art der von J. Regnauld benutzten (Thl. I, §. 420) verbinden, und nun durch Erwärmen von einer, zweien und mehreren correspondirenden Löthstellen die elektromotorische Kraft, mithin im vorliegenden Falle auch die Intensität des Stromes im Schliessungskreise auf das Doppelte, Dreifache, *n*fache steigern, und die dieser Zunahme der Intensitäten entsprechenden Ablenkungen der Galvanometernadel bestimmen. Es wird hierbei vorausgesetzt, dass bei gleicher Temperaturdifferenz der Löthstellen die elektromotorische Kraft der verschiedenen Elemente der Thermosäule dieselbe ist.

Eine zweite, freilich nur bei empfindlichen Galvanometern anzuwendende Methode ist von Melloni [1]) angegeben. Man verbindet mit dem Multiplicator des Galvanometers eine Thermosäule nach Art der Fig. 175, Thl. I gezeichneten. Man stellt den beiderseitigen Löthstellen derselben gegenüber in etwas verschiedenen Abständen zwei Lampen auf, welche durch ihre Strahlung die Löthstellen der Thermosäule erwärmen und in ihr Thermoströme hervorrufen. Man hindert die Strahlung erst der einen, dann der anderen Lampe durch einen zwischen dieselbe und die Thermosäule gestellten Schirm, und bestimmt die jedesmaligen Ablenkungen $+\alpha$ und $-\alpha_{I}$ (z. B. 24^0 und 20^0) der Nadel des Galvanometers. Man lässt nun beide Lampen zusammen strahlen, und erhält einen Thermostrom, dessen Intensität der Differenz der Intensitäten der ersten beiden Thermoströme entspricht. Ist dann die Ablenkung der Nadel α_0 (z. B. $5{,}12^0$), so weiss man, dass zwischen den Ablenkungen α und α_{I} (20 bis 24^0) jeder Grad der Ablenkung der Nadel gleichwerthig ist $\frac{\alpha_0}{\alpha_I - \alpha}\left(\frac{5{,}12}{4} = 1{,}28^0\right)$ Graden der Ablenkung der Nadel vom Nullpunkt.

Man wiederholt diese Versuche, indem man jetzt die Abstände der Lampen so einrichtet, dass die Ablenkungswinkel α_{II} und α_{III} (z. B. 24 und 28^0) werden, und schreitet so fort, bis man für jede Ablenkung der Nadel innerhalb $\pm 90^0$ den Werth jedes Grades bestimmt hat.

Diese Methode giebt nur so lange richtige Resultate, als die in der Thermosäule erregte elektromotorische Kraft der Temperaturdifferenz ihrer Löthstellen proportional bleibt, was bekanntlich nur innerhalb gewisser Temperaturgrenzen anzunehmen ist.

Ganz ähnliche Methoden sind von Becquerel [2]) und Nobili [3]) angegeben worden. Man wendet bei denselben ein Differentialgalvanometer mit zwei gleichen Windungsreihen an. Man leitet einen constanten Strom durch die eine Windungsreihe; er bringt die Ablenkung α hervor. Dann leitet man einen zweiten Strom durch die zweite Windungsreihe in entgegengesetzter Richtung. Er bringt die Ablenkung $-\alpha_{I}$ hervor. Lässt man beide Ströme gleichzeitig durch beide Windungsreihen

[1]) Melloni, Ann. de Chim. et de Phys. T. LIII, p. 5. 1833;* Pogg. Ann. Bd. XXXV, S. 132.* — [2]) Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXI, p. 374. 1826;* Pogg. Ann. Bd. IX, S. 346*. — [3]) Nobili, Ann. de Chim. et de Phys. T. XLIII, p. 162. 1830;* Pogg. Ann. Bd. XX, S. 226.*

X :D8G: X :D8G: X

gehen, so zeigt die Nadel die Ablenkung α_0. Es ist dann die Differenz der Ablenkungen $\alpha_I - \alpha$ direct der Ablenkung α_0 vom Nullpunkte an gleichwerthig. Leitet man beide Ströme (welche jetzt auch gleiche Intensität haben können) in gleicher Richtung durch die Windungsreihen, so addiren sie ihre Wirkungen und geben die Ablenkung α_{II}. Man weiss dann, dass diese Ablenkung der Summe der beiden Ablenkungen α und α_I, beide vom Nullpunkte an gerechnet, gleichwerthig ist.

Zweckmässiger als diese Methoden würde eine von Petrina [1]) angegebene sein. 207

Man leitet den Strom eines constanten Elementes durch eine Rinne voll Quecksilber, und senkt in dieselbe in verschiedenen, an einer Scala messbaren Abständen von einander die zum Galvanometer führenden Leitungsdräthe. Kann man die hierbei erfolgende Veränderung der Intensität im unverzweigten Theil der Schliessung der Säule vernachlässigen, so ist die Intensität des durch das Galvanometer fliessenden Stromes proportional der Länge der zwischen den Leitungsdräthen befindlichen Quecksilbersäule, und man kann dann direct die Verhältnisse der Ablenkungen der Galvanometernadel auf das Verhältniss dieser Stromintensitäten zurückführen. — Es leuchtet ein, dass auch dies Verfahren nur annähernd richtige Resultate giebt, da obige Annahme nur innerhalb gewisser Grenzen gemacht werden darf; man müsste denn in den die Säule enthaltenden Zweig der Schliessung noch ein zweites Galvanometer und einen Rheostat einschalten, und die Intensität des Stromes in diesem Zweige durch letzteren constant erhalten.

Bei einer ferneren Methode von Wheatstone [2]) muss der Widerstand des Multiplicators des Galvanometers bekannt sein.

1. Man leitet durch das Galvanometer den Strom einer constanten Säule und schaltet nach einander vermittelst des Rheostaten in den Schliessungskreis bestimmte Widerstände ein, durch welche die Intensität des Stromes auf $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$ reducirt wird, und stellt in einer Tabelle diese Intensitäten mit den jedesmal beobachteten Ablenkungen der Galvanometernadel zusammen.

2. Man leitet den Strom der constanten Säule durch das Galvanometer und bestimmt die Ablenkung. Man theilt sodann den Strom zwischen diesem und einem Drathe von gleichem Widerstande, dass beide neben einander vom Strome durchlaufen werden, fügt zu dem ungetheilten Schliessungsdrathe einen Drath hinzu, dessen Widerstand die Hälfte des Widerstandes des Galvanometers ist und bestimmt wieder die Ablenkung. — Ist im ersten Falle die elektromotorische Kraft der Säule E, der Widerstand des Drathes des Galvanometers G, der der übrigen

[1]) Petrina, Holger's Zeitschrift Bd. I, S. 171; Pogg. Ann. Bd. LVII, S. 111. 1842.* — [2]) Wheatstone, Phil. Trans. 1843. T. II, p. 327;* Pogg. Ann. Bd. LXII, S. 540.*

Schliessung R, so ist die Intensität I des durch das Galvanometer fliessenden Stromes im ersten Falle

$$I = \frac{E}{R + g}.$$

Im zweiten Falle, wo nur die Hälfte des Stromes durch das Galvanometer fliesst, ist die Intensität desselben in letzterem

$$I_{I} = \frac{\frac{1}{2}E}{(R + \frac{1}{2}g) + \frac{1}{2}g} = \frac{1}{2}I.$$

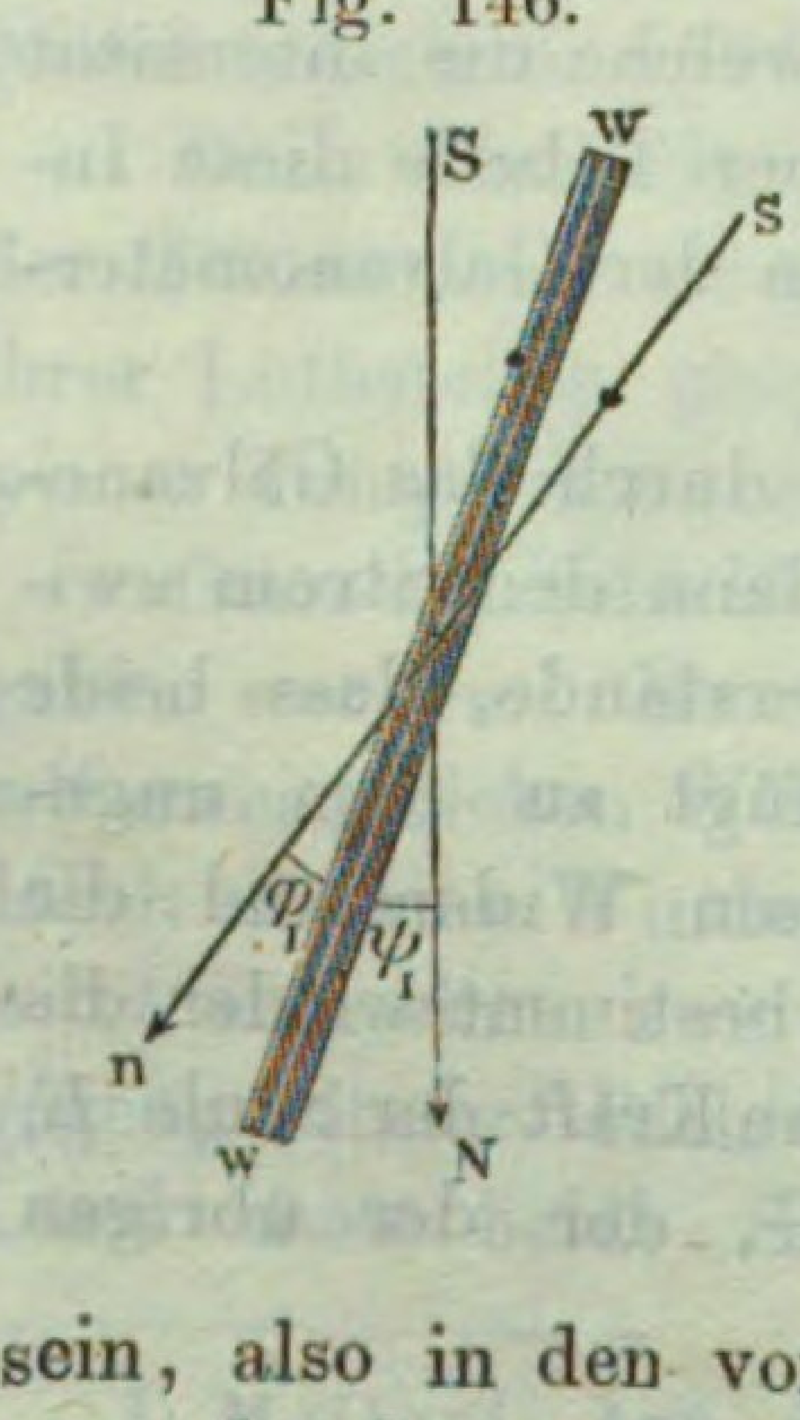
Die Ausschläge der Galvanometernadel entsprechen also genau dem Verhältniss 2 : 1 der Stromintensitäten. Diese Bestimmung kann man bei Anwendung verschieden starker Ströme, also bei verschiedenen Ablenkungen der Galvanometernadel vornehmen und so das Instrument graduiren.

208 Sehr viel praktischer und bequemer sind folgende von Poggendorff und Bosscha angegebene Methoden zur Graduirung des Galvanometers.

Man bedient sich nach Poggendorff[1]) eines Galvanometers, bei welchem die Windungen um eine Axe drehbar sind, welche dem die Nadel tragenden Coconfaden concentrisch ist. Die Drehung der Windungen wird entweder direct (§. 191) oder durch einen kleinen Zeiger abgelesen, welcher auf dem auf den Windungen befestigten Kreise einspielt.

Während die Windungen des Galvanometers sich in ihrer normalen Lage befinden, bei welcher die Nadel auf den Nullpunkt der auf ihnen angebrachten Theilung einspielt, leitet man durch dieselben einen constanten Strom von der Intensität I, z. B. den Strom einer Thermosäule oder eines constanten Elementes. Die Ablenkung der Nadel ns aus dem magnetischen Meridian NS (Fig. 146) sei hierbei φ^0. Man dreht nun die Windungen W des Galvanometers um verschiedene Winkel $+\psi_I$, $+\psi_{II}$, $+\psi_{III}$, $-\psi^I$, $-\psi^{II}$, $-\psi^{III}$, gegen die Nadel ns hin oder von ihr zurück. Man beobachtet den Theilstrich, auf den die Nadel auf dem auf den Windungen befestigten und mit ihnen gedrehten Kreise weist. Er sei um φ_I, φ_{II}, $\varphi_{III}{}^0$ von dem Nullpunkt des Kreises entfernt. Die Neigung der Nadel gegen den magnetischen Meridian NS beträgt dann $\psi_I + \varphi_I$ $\psi_{II} + \varphi_{II} \cdots$

Fig. 146.



Dann würde das Drehungsmoment, welches durch den die Windungen durchfliessenden Strom auf die Nadel ausgeübt wird, proportional der Stromintensität und einer noch unbestimmten Function des Winkels zwischen ihr und den Windungen sein, also in den vorliegenden Fällen durch $If(\varphi)$, $If(\varphi_I)$, $If(\varphi_{II})$ ausgedrückt werden u. s. f. Die Drehungsmomente, welche von dem Erd-

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LVI, S. 324. 1842.*

magnetismus auf die Nadel in diesen verschiedenen Stellungen ausgeübt werden, sind den Sinus ihrer Neigungswinkel gegen den magnetischen Meridian proportional. Bezeichnet man die horizontale Componente des Erdmagnetismus, multiplicirt mit einer von dem Magnetismus der Nadel abhängigen Constante mit m, so sind dieselben:

$$m \sin \varphi, \quad m \sin (\psi_I + \varphi_I), \quad m \sin (\psi_{II} + \varphi_{II}) \text{ u. s. f.}$$

Da die Nadel sich im Gleichgewicht befindet, so müssen die einander entgegenwirkenden Drehungsmomente durch die Wirkung des Stromes und des Erdmagnetismus einander gleich sein, also:

$$If(\varphi) = m \sin \varphi,$$
$$If(\varphi_I) = m \sin (\psi_I + \varphi_I),$$
$$If(\varphi_{II}) = m \sin (\psi_{II} + \varphi_{II}).$$

Man kann durch Bestimmung der Winkel φ und ψ demnach das Verhältniss der Drehungsmomente $f(\varphi)$ und $f(\varphi_I)$ u. s. f. berechnen, welche derselbe Strom in verschiedenen Winkelabständen der Nadel von dem Nullpunkt des auf den Drathwindungen befestigten Kreises auf dieselbe ausübt. Bezeichnet man das von einem bestimmten Strom von der Intensität Eins in einem kleinen Winkelabstand von 1 — 2° ausgeübte Drehungsmoment mit 1, so kann man die beliebig vielen anderen Winkelabständen φ_n entsprechenden von demselben Strom 1 ausgeübten Drehungsmomente $f(\varphi_n)$ leicht hiernach in einer Tabelle zusammenstellen.

Benutzt man nun das Galvanometer, während seine Windungen in der normalen Lage sich befinden zur Messung der Intensität I_I eines Stromes, und wird durch denselben die Nadel um $\varphi_n{}^0$ abgelenkt, so ist das von diesem Strom auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment $I_I f \varphi_n$, wo der Werth $f(\varphi_n)$ der nach obigen Regeln entworfenen Tabelle zu entnehmen ist.

Das entgegenwirkende gleiche Drehungsmoment des Erdmagnetismus ist $m \sin \varphi_n$, und man erhält so:

$$I_I = \frac{m \sin \varphi_n}{f(\varphi_n)}.$$

Es hat keine Schwierigkeit, unmittelbar nach dieser Formel eine andere Tabelle zu entwerfen, in welcher neben den verschiedenen Ablenkungen der Nadel des Galvanometers die ihnen entsprechenden relativen Intensitäten der ablenkenden Ströme aufgeführt sind. — Eine specielle Tabelle hier aufzuführen, wie sie z. B. Poggendorff beispielsweise für das von ihm benutzte Galvanometer construirt hat, würde nutzlos sein, da dieselbe für jedes andere Galvanometer selbstverständlich andere Werthe enthalten muss.

Eine andere von Bosscha[1]) vorgeschlagene Methode der Graduirung 209
des Galvanometers beruht auf einer allgemeineren von demselben Physiker

[1]) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 402. 1854.*

angegebenen Methode, vermittelst deren man das Drehungsmoment d_I, welches ein beliebiger Stromesleiter A_I auf eine Magnetnadel ausübt, mit dem Drehungsmoment d eines anderen Leiters A unmittelbar vergleichen kann. Man stellt die Leiter A und A_I auf zwei diametral einander entgegengesetzten Seiten der Magnetnadel auf, und verzweigt den Strom einer Säule durch beide so, dass er sie neben einander durchfliesst, und durch die Einwirkung jedes der beiden Zweigströme W und W_I die Nadel in entgegengesetzten Richtungen abgelenkt wird. Man fügt nun in den einen Zweig W_I der Leitung, dessen Wirkung stärker ist, einen Rheostat ein, und stellt denselben so, dass die Nadel auf Null steht. Dann verhalten sich die Intensitäten in beiden Zweigen umgekehrt wie die Widerstände, und ebenso umgekehrt wie die von den Leitern ausgeübten Drehungsmomente. Sind also die Widerstände beider Zweige ϱ und ϱ_I, so verhält sich

$$d : d_I = \varrho : \varrho_I \quad \text{(I)}$$

In den Zweig W_I schaltet man nun einen Drath l ein, und dreht den Rheostaten zurück, bis die Nadel wieder auf Null kommt. Dann hat man hierdurch den Widerstand l des Drathes in Rheostatenwindungen bestimmt. Fügt man jetzt den Drath l in den Zweig W ein, so muss man den Rheostat um die Länge l_I verändern, um die Nadel auf Null zu erhalten. Es verhält sich dann wiederum

$$d : d_I = \varrho + l : \varrho_I + l_I \quad \text{(II)}$$

Also nach I

$$d : d_I = l : l_I \quad \text{(III)}$$

Will man nun mittelst dieser Methode ein Galvanometer graduiren, so verzweigt man den Strom einer Säule zwischen dem Drath A desselben und einem zweiten beliebigen festen Leiter, z. B. einer Drathspirale A_I. Man nähert die letztere der Nadel des Galvanometers so weit, dass dieselbe auf ihre Nulllage zurückgeführt wird. Man kann dann durch Einschalten eines Drathes von bekanntem Widerstand l in den Stromzweig des Galvanometers und einer solchen Rheostatenlänge l_I in den Zweig der Spirale A_I, bis die Nadel wieder auf Null steht, das Verhältniss der Drehungsmomente d und d_I des Galvanometerdrathes und der Spirale bestimmen. Es ist:

$$d = d_I \frac{l}{l_I} \quad (1)$$

Dreht man jetzt den Multiplicator des Galvanometers um einen Winkel α rückwärts gegen die Ablenkung der Nadel aus dem magnetischen Meridian und führt durch Einschalten einer anderen Rheostatenlänge l_α in den Stromkreis der Spirale die Nadel wieder in den magnetischen Meridian auf Null zurück, so ergiebt sich das von dem um α gegen die Nadel gedrehten Multiplicatorrahmen auf dieselbe ausgeübte Drehungsmoment:

$$d_\alpha = d_I \frac{l_\alpha}{l_I} \quad (2)$$

Aus den Gleichungen 1 und 2 folgt:

$$d_\alpha = d\,\frac{l_\alpha}{l} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Wäre die Intensität des durch das Galvanometer gemessenen Stromes direct proportional der Tangente des Ablenkungswinkels ihrer Nadel, so müsste $d_\alpha = d \,.\, \cos\alpha$ sein. Ist der aus Gleichung 3 sich ergebende Werth d_α ein anderer, so dass aus demselben $d_\alpha = C \,.\, d \,.\, \cos\alpha$ folgte, so wäre die Stromintensität i, welche der Ablenkung α entspricht, $i = \frac{const}{d_\alpha} \sin\alpha = \frac{const}{C}\, tg\,\alpha$ zu setzen. Man kann den zur Correction erforderlichen Factor C leicht für beliebig viele Ablenkungswinkel α der Nadel aus der Ebene der Windungen des Galvanometers bestimmen. — Dieselbe Methode lässt sich selbstverständlich in ganz gleicher Weise für die Graduirung einer gewöhnlichen Tangentenboussole verwenden.

Das Galvanometer ist nicht geeignet, die mittlere Intensität einer 210
Reihe schnell auf einander folgender und abwechselnd gerichteter Ströme von kurzer Dauer zu bestimmen.

Solche Ströme erhält man z. B. bei den sogenannten Magnetelektrisirmaschinen und anderen Inductionsapparaten, oder auch durch schnelle Umkehrung der Richtung eines constanten Stromes durch den Inversor. (Th. I, §. 167.) Leitet man solche Ströme, welche etwa 12- bis 14mal in der Secunde ihre Richtung wechseln, durch den Multiplicator eines Galvanometers mit astatischer Nadel, so beobachtet man das von Poggendorff[1]) zuerst näher untersuchte Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung.

Hindert man die Nadel durch Hemmungen, weiter als 8 bis 10° auf beiden Seiten des Nullpunktes auszuschlagen, so bleibt sie auf dem Nullpunkt stehen und macht höchstens kleine Oscillationen, die mit der Schnelligkeit des Wechsels der Stromesrichtung abnehmen. Dies Verhalten würde unmittelbar daraus folgen, dass die Wirkungen der auf einander folgenden einander entgegengesetzt gerichteten Ströme sich gegenseitig vernichten.

Ist aber die Nadel nicht in ihren Bewegungen gehemmt, und ist sie vor Einwirkung der abwechselnden Ströme um 8 bis 10° nach der einen oder anderen Seite vom Nullpunkt abgelenkt, so schlägt sie durch die Wirkung jener Ströme bis zu 90° aus und begiebt sich in die Ost-West-lage.

Der Grund dieser Erscheinung liegt in der temporären Magnetisirung der Doppelnadel in der Richtung ihrer Axe, welche stets eintritt, wenn sie nicht den Windungen parallel ist, und zwar in desto höherem Grade, je mehr sie sich der senkrechten Lage gegen die Windungen nähert.

Es sei das ursprüngliche magnetische Moment der Nadel M_I, die Intensität der durch das Galvanometer geleiteten Ströme abwechselnd $+ I$.

1) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 353. 1838.*

und — I, je nachdem sie die erste Ablenkung der Nadel vermehren oder vermindern würden. Die bei einer gewissen Ablenkung der Nadel durch jene Ströme in ihr erzeugten temporären magnetischen Momente seien $+ m$ und $- m$, so werden zwei auf einander folgende Ströme auf die Nadel Drehungsmomente ausüben, welche den Werthen

$$c\,(M + m)\,I \text{ und } - c\,(M - m)\,I$$

entsprechen, wo c eine von dem Ablenkungswinkel u. s. f. abhängige Constante. Beide Ströme zusammen üben also auf die Nadel das Drehungsmoment $+ 2cmI$ aus, welches die Nadel im Sinne der ersten Ablenkung weiter dreht. Je kleiner die Intensität I der Ströme ist, desto kleiner ist auch der temporäre Magnetismus m und noch mehr das Product mI, desto langsamer geht die Nadel in die Ost-Westlage über. — Ist der ursprüngliche Ablenkungswinkel der Nadel Null, oder sehr klein, so ist der Werth m verschwindend, und die Nadel bleibt auf Null stehen. — Je grösser ferner der durch einen bestimmten Strom in der Nadel bei einer gegebenen Lage erzeugte temporäre Magnetismus m ist, desto bedeutender ist das Product mI und desto kräftiger tritt das Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung hervor, so also namentlich, wenn man die aus glashartem Stahl gebildete Doppelnadel durch eine Doppelnadel von weichem Eisen- oder Nickeldrath ersetzt. Diese Nadeln brauchen keinen ursprünglichen permanenten Magnetismus M zu haben, da der die doppelsinnige Ablenkung bedingende Werth $+ 2cmI$ von M unabhängig ist.

Sind die abwechselnd gerichteten Ströme nicht gleich stark, so muss der durch sie in den Nadeln erregte temporäre Magnetismus so bedeutend sein, dass die Summe der Wechselwirkungen zwischen demselben und den durch das Galvanometer geleiteten Strömen die Differenz der Wirkung der letzteren auf den permanenten Magnetismus der Nadel überwiegt, damit dieselbe das Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung zeige. Ist die Intensität der in der einen Richtung fliessenden Ströme gleich Null, hat man also hierbei nur eine Reihe in gleichem Sinn fliessender Ströme von der Intensität — I, welche die Nadel nach der ihrer ursprünglichen Ablenkung entgegengesetzten Seite abzulenken streben, so muss das Product mI grösser sein als das Product — MI. Die Nadel darf also nur ein sehr geringes permanentes magnetisches Moment M besitzen. Deshalb kann man in diesem Fall das Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung namentlich an Eisennadeln sehr gut beobachten.

Hängt man eine recht harte unmagnetische Nähnadel an einem Coconfaden in ein Multiplicatorgewinde [1]), so dass ihre Axe einen kleinen Winkel mit den Drathwindungen macht, und leitet einen schwachen Strom durch den Multiplicator, so wird die Nadel temporär magnetisch, und trotz ihrer geneigten Stellung gegen die Windungen ist ihr magnetisches Moment in der Richtung ihrer Axe ein Maximum. In Folge dessen stellt sie sich senkrecht gegen die Windungen. Nach Aufhebung des Stromes

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 192. 1841.*

behält die Nadel nur sehr wenig permanenten Magnetismus und kehrt daher wieder in ihre frühere Lage zurück.

Ausser den Intensitätsbestimmungen kann man mit dem Galvanometer auch ohne besondere Messungen der Stromintensität Widerstandsbestimmungen vornehmen. Man bedient sich hiezu besonders des Differentialgalvanometers. — Das Wesentliche hierüber haben wir schon Th. I, §. 89 mitgetheilt. Da sich indess alle mit letzterem Apparat auszuführenden Messungen viel einfacher mit Hülfe der Wheatstone'schen Drathcombination ausführen lassen, so sind wir nicht sehr speciell in den Gegenstand eingegangen. — Wir haben schon dort angeführt, dass das Differentialgalvanometer insofern kein sehr zuverlässiges Instrument ist, als die beiden Windungsreihen niemals beim Hindurchleiten des gleichen Stromes durch dieselben ein gleiches Drehungsmoment auf die Magnetnadel ausüben. Man kann sich hiervon überzeugen, wenn man denselben Strom hinter einander in entgegengesetzter Richtung durch beide Windungsreihen leitet. Dabei tritt fast stets eine Ablenkung der Magnetnadel ein. Am besten würde man noch die Drehungsmomente der beiden Windungsreihen gleich machen, wenn man nach Poggendorff die Dräthe derselben vor ihrer Umwindung auf den Multiplicatorrahmen zusammendrillt, oder wenn man die Dräthe in recht grossen Kreisen um die Nadel legt, wo dann die geringen Verschiedenheiten ihrer Lage gegen ihren Abstand von der Nadel verschwinden. Auf diese Weise hat Hankel[1]) sein Differentialgalvanometer construirt, in welchem ein kleiner 3 Zoll langer Magnetstab in der Mitte eines Drathkreises von 3 Fuss Durchmesser schwebt, der aus zwei parallelen Dräthen von je 286 Fuss Länge und 0,14789 Zoll Durchmesser in 28 Umwindungen gebildet war. 211

Sind die Drehungsmomente d und d_1, welche die beiden Windungsreihen des Differentialgalvanometers auf die Nadel ausüben, nicht gleich gross, so kann man ihr Verhältniss nach der §. 209 beschriebenen Methode bestimmen. Wird dann der Strom einer Säule in entgegengesetzter Richtung durch die neben einander geschalteten Windungsreihen w und w_1 verzweigt, durch einen in den einen Zweig w_1 eingeführten Rheostaten die Ablenkung der Nadel auf Null gebracht, und nun in den Zweig w ein Drath von näher zu bestimmendem Widerstand r eingeschaltet, so kann man durch Einfügung der Rheostatenlänge r_1 in den andern Zweig w_1 die Nadel wieder auf Null zurückführen. Dann verhält sich:

$$r : r_1 = d : d_1.$$

Auf diese Weise könnte man nach Bestimmung des Verhältnisses von d zu d_1 auch den Widerstand r des untersuchten Drathes in Rheostatenlängen bestimmen. Ist das Drehungsmoment d_1 der Windungsreihe w_1 sehr gross gegen das der anderen w (indem z. B. die letztere weiter von der

[1]) Hankel, Pogg. Ann. Bd. LXIX, S. 256. 1846.*

Nadel entfernt ist, als die erstere, so muss das Verhältniss der Widerstände r_1 und r der in Zweig w_1 eingeführten Rheostatenlänge und des untersuchten Drathes in derselben Weise sehr gross sein, damit die Nadel auf Null stehen bleibt [1]).

Auf diese Weise wäre es möglich, Widerstände von sehr langen und dünnen Dräthen durch einen verhältnissmässig kleinen Rheostaten zu bestimmen. Dieselben Bestimmungen wären aber einfacher mit der Wheatstone-Svanberg'schen Drathcombination zu machen. Auch würde man nicht sicher sein, wenn die Drehungsmomente beider Windungsreihen auf die Nadel bei ihrem Stande auf Null ein bestimmtes Verhältniss haben, dass dasselbe Verhältniss beibleibt, wenn die Nadel ein wenig nach der einen oder anderen Seite von der Nulllage absteht, wie es gewöhnlich bei den Versuchen der Fall ist, namentlich wenn die Windungen nahe an der Nadel sich befinden und letztere gegen den Durchmesser derselben gross ist. — Bei der Einrichtung des Differentialgalvanometers nach Hankel, bei der die Windungen in einem Kreise von etwa 1m Durchmesser die Nadel umgeben, wäre dieser Uebelstand ziemlich beseitigt.

212 Eine fernere Anwendung des Galvanometers ist die zur Bestimmung der Zeitdauer von Strömen. Lässt man einen Strom von einer bestimmten Intensität und von sehr kurzer Dauer durch ein Galvanometer oder eine Tangentenboussole, am zweckmässigsten eine solche mit Spiegelablesung, wie sie §. 181 Fig. 133 beschrieben ist, fliessen, so dass man die Ablenkung der Nadel während des Verlaufes des Stromes als verschwindend klein ansehen kann, so kann man aus der Vergleichung des hierbei stattfindenden Ausschlages und der permanenten Ablenkung der Nadel, wenn ein Strom von gleicher Intensität wie jener dauernd das Galvanometer durchfliesst, die Zeitdauer des Stromes von kurzer Dauer berechnen [2]).

Bezeichnet man das magnetische Moment der Nadel mit M
die horizontale Componente des Erdmagnetismus . . . T
die Intensität des Stromes I
die Zeitdauer desselben ϑ
den Ausschlag durch denselben x
den Ausschlag, wenn derselbe Strom permanent wirkt . α
die Schwingungsdauer und das Trägheitsmoment der Nadel t und k,
so hat man nach §. 156

$$TM = \frac{\pi^2 k}{t^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Bei der constanten Ablenkung der Nadel ist, wenn wir den Sinus des Ablenkungswinkels α seinem Bogen gleichsetzen:

$$TM.\alpha = I.M \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

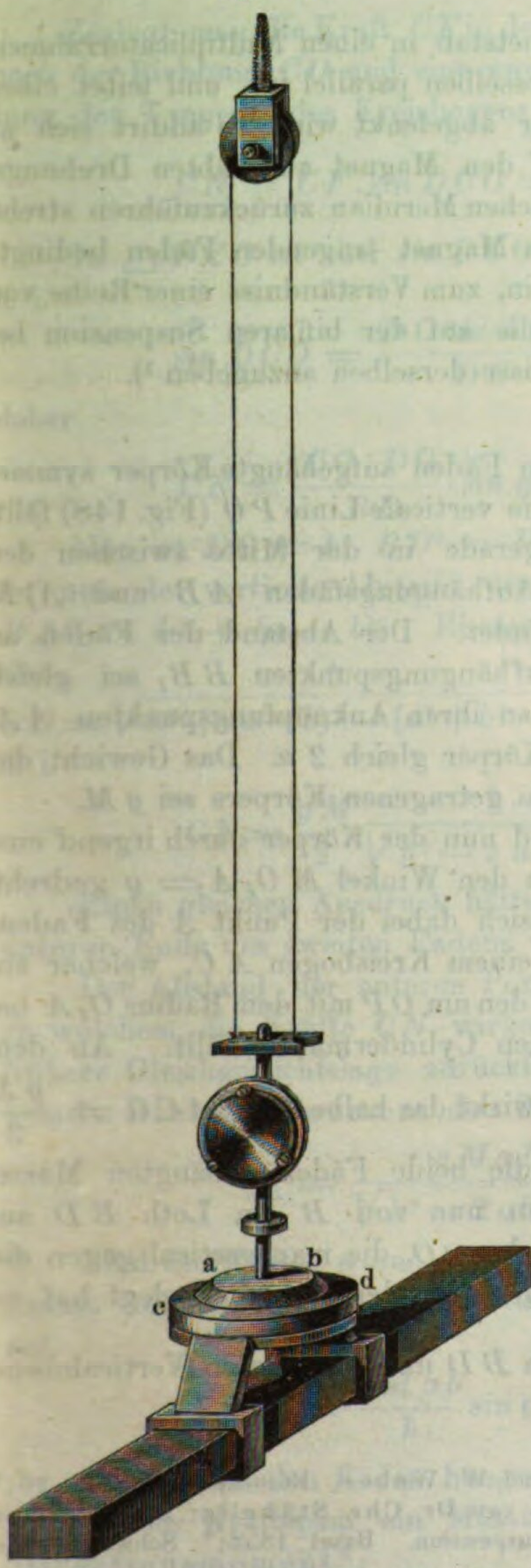
1) Bosscha l. c.; vergl. auch Poggendorff, Monatsber. der Berl. Akad. 1844. S. 403. — 2) Pouillet, Compt. rend. T. XIX, p. 1384, 1844*; Pogg. Ann. Bd. LXIV, S. 452.*

und die Geschwindigkeit, welche der Strom der Nadel bei seiner kurzen Dauer ertheilt, nach §. 185, b

$$\frac{\vartheta I M}{k} = C = \frac{\pi}{t}\, x + \tfrac{1}{2}\, \frac{\pi^2}{t^2}\, \lambda x \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

wo λ das logarithmische Decrement der Schwingungen der Nadel bezeichnet.

Fig. 147.



Vernachlässigen wir die Dämpfung der Nadel, ist also $\lambda = 0$, so folgt aus den drei Gleichungen die Zeitdauer des Stromes

$$\vartheta = \frac{t\,x}{\pi\,\alpha}.$$

Durch die Messung des Zeitverlaufes der Ströme von kurzer Dauer kann man häufig den Zeitraum bestimmen, welcher zwischen zweien sehr nahe aufeinander folgenden Actionen stattfindet. Man muss dazu nur durch die erste derselben den Stromkreis einer Säule schliessen, welcher zugleich ein Galvanometer enthält, und durch die zweite diesen Stromkreis wieder öffnen und den Ausschlag der Nadel des Galvanometers bestimmen, der nach der oben angegebenen Methode die Dauer des Stromes, d. i. die Zwischenzeit zwischen beiden Actionen misst. — Wir werden Einiges hierüber in dem technischen Theile mittheilen.

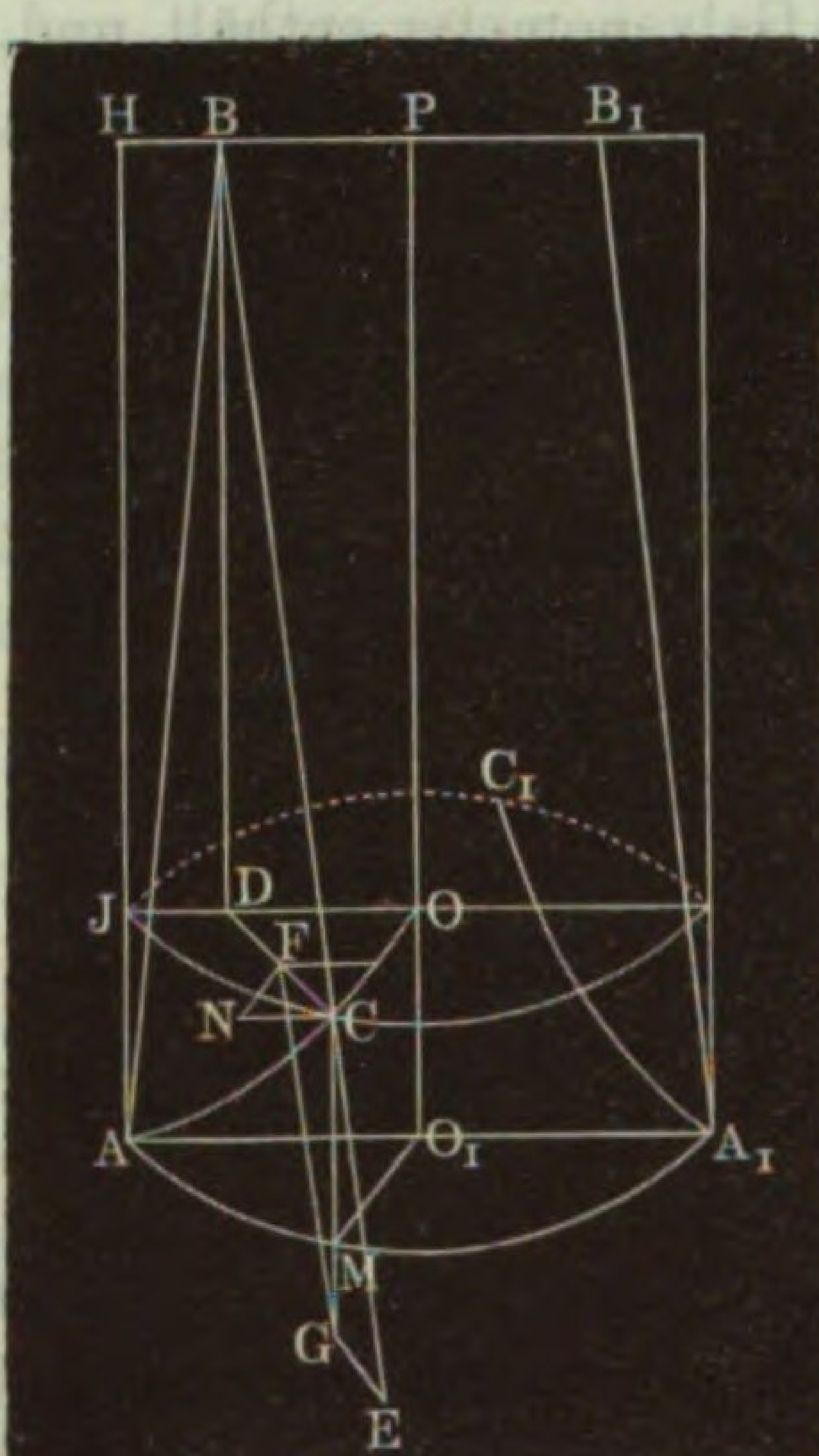
Statt die Magnete wie bei den 213
bisher beschriebenen Apparaten an einem oder mehreren Coconfäden aufzuhängen, kann man sie auch bifilar aufhängen, d. i. an zwei um einen bestimmten Abstand von einander entfernten Fäden, wie in Fig. 147. Der Magnet hängt an einer Metallscheibe cd, welche sich auf einer zweiten Metallscheibe ab drehen und durch eine Schraube in jeder Lage feststellen lässt. Die Scheibe ab wird von einem verticalen Stäbchen von Metall getragen, an welchem ein

Spiegel befestigt ist, um vermittelst der Spiegelablesung die Stellung des Magnetes beobachten zu können. Oben ist eine Metallplatte an dem Stäbchen angebracht, von deren beiden Seiten aus ein Faden über eine oben in die Decke des Zimmers eingeschraubte Rolle geleitet wird. Man kann leicht den Apparat so abändern, dass sich die Entfernung der Fäden von einander beliebig verändern lässt (vergl. §. 37, in der Beschreibung des Dynamometers).

Hängt man einen solchen Magnetstab in einen Multiplicatorrahmen, so dass seine Axe den Windungen desselben parallel ist, und leitet einen Strom durch die letzteren, dass er abgelenkt wird, so addirt sich zu dem durch den Erdmagnetismus auf den Magnet ausgeübten Drehungsmoment, welches ihn in den magnetischen Meridian zurückzuführen strebt, noch das durch die Drehung der den Magnet tragenden Fäden bedingte Drehungsmoment. Es wird nöthig sein, zum Verständniss einer Reihe von elektrodynamischen Messmethoden, die auf der bifilaren Suspension beruhen, kurz die einfachsten Verhältnisse derselben anzugeben [1]).

214 Wir nehmen an, dass der an den Fäden aufgehängte Körper symmetrisch sei, und seine Symmetrieaxe in die verticale Linie PO (Fig. 148) fällt, welche gerade in der Mitte zwischen den beiden Aufhängungsfäden AB und $A_I B_I$ sich befindet. Der Abstand der Fäden an ihren Aufhängungspunkten BB_I sei gleich $2b$, der an ihren Anknüpfungspunkten AA_I an den Körper gleich $2a$. Das Gewicht des von ihnen getragenen Körpers sei gM.

Fig. 148.



Wird nun der Körper durch irgend eine Kraft um den Winkel $MO_I A = \varrho$ gedreht, so hebt sich dabei der Punkt A des Fadens AB in einem Kreisbogen AC, welcher zugleich in den um OP mit dem Radius $O_I A$ beschriebenen Cylindermantel fällt. An dem Punkt C wirkt das halbe Gewicht $CG = \frac{gM}{2}$ der an die beide Fäden gehängten Masse. Fällt man nun von B ein Loth BD auf die Kreisebene O, die man vertical gegen die Linie OP durch den Punkt C gelegt hat, so kann man die Kraft $\frac{gM}{2}$ in der durch BD und C gelegten Verticalebene

1) Die genaueren Angaben s. Gauss und W. Weber, Resultate 1837. S. 20;* 1840, S 1;* und eine sehr sorgfältige Arbeit von Dr. Chr. Stähelin: Die Lehre der Messung von Kräften mittelst der Bifilarsuspension. Basel 1852;* Schweizerische Denkschriften, Bd. XIII. 1853.*

in zwei Componenten CE und CF zerlegen, von denen die erstere den Faden BC spannt, die letztere in der Richtung von CD wirkt. Nun ist

$$CE = \frac{CG}{\cos ECG} = \frac{CG}{\cos CBD} = \frac{CG \, . \, BC}{BD}$$

$$CF = CG \, . \, tg\, FGC = CG \, . \, tg\, CBD = \frac{CG \, . \, DC}{BD}.$$

Zerlegt man die Kraft CF in der Horizontalebene in eine Componente nach der Richtung CO und eine zweite Componente CN, die in der Richtung der Tangente des Kreisbogens JC wirkt, so ist

$$CN = CF \, . \, \sin DCO = \frac{CG \, . \, DC}{BD} \sin DCO.$$

In $\triangle\, DCO$ ist aber $\sin DCO : \sin JOC = DO : DC$ d. i.

$$\sin DCO = \frac{DO \sin JOC}{DC} = \frac{DO \sin \varrho}{DC},$$

daher

$$CN = \frac{CG \, . \, DO}{BD} \cdot \sin \varrho \, .$$

Nun ist $DO = b$, $BD^2 = BC^2 - DC^2$. Ferner ist $BC = BA$. Ist nun der verticale Abstand der Punkte B und A, $HA = h$, so ist $BA^2 = h^2 + (a - b)^2$. Ebenso ist $DC^2 = a^2 + b^2 - 2\,ab \cos \varrho$, also

$$BD = \sqrt{h^2 + (a-b)^2 - (a^2 + b^2 - 2\,ab \cos \varrho)} = \sqrt{h^2 - 2\,ab\,(1 - \cos \varrho)}$$

d. i.

$$CN = \frac{gM}{2} \cdot \frac{b \, . \, \sin \varrho}{\sqrt{h^2 - 2\,ab\,(1 - \cos \varrho)}}.$$

Einen gleichen Ausdruck hätten wir für die entsprechende, an dem unteren Ende des zweiten Fadens wirkende Kraft erhalten.

Der Abstand der unteren Punkte beider Fäden, d. i. der Hebelarm, an welchem die Kräfte CN wirken, ist $2\,a$, also das denselben in die frühere Gleichgewichtslage zurückführende Kräftepaar („das rücktreibende Drehungsmoment der Schwere“):

$$\triangle = \frac{gMa\,b \, . \, \sin \varrho}{\sqrt{h^2 - 2\,ab\,(1 - \cos \varrho)}}.$$

Sind die Werthe a und b gegen h klein, wie dies in allen in der Praxis vorkommenden Fällen stattfindet, so reducirt sich das Kräftepaar auf

$$\triangle = \frac{gMab}{h} \sin \varrho.$$

Ist der an den Fäden hängende Körper um 90° herumgedreht, so wird dieses Kräftepaar ein Maximum. Es ist dann dieses „statische Directionsmoment“:

$$D = \frac{g\,M\,ab}{h}.$$

Es ist also das rücktreibende Moment der Schwere gleich dem statischen Directionsmomente, multiplicirt mit dem Sinus des Ablenkungswinkels.

Wirkt nun irgend ein beliebiges in horizontaler Ebene angreifendes Kräftepaar $\triangle_I$ ablenkend auf den an den Fäden aufgehängten Körper ein, so wird er sich stets um einen solchen Winkel ϱ drehen, dass

$$\triangle_I = \triangle = \frac{M\,ab}{h}\sin\varrho = D\sin\varrho$$

ist. Die Ablenkung ϱ wird also um so grösser, je kleiner das Gewicht $g\,M$ des an die Fäden gehängten Körpers und je kleiner der Horizontal-Abstand a und b der Befestigungspunkte der Fäden im Verhältniss zu dem verticalen Abstande h derselben ist.

Berücksichtigt man nun die Beschleunigung, welche der Körper durch das rückführende Drehungsmoment der Schwerkraft in horizontaler Richtung erleidet, und ist dabei der Winkel ϱ klein, so kann man $\sin\varrho = \varrho$ setzen. Ist das Trägheitsmoment des angehängten Körpers k, die Schwingungsdauer des Körpers t, so erhält man ohne Berücksichtigung der Bewegungshindernisse die Gleichung der Schwingungsdauer

$$\frac{d^2\varrho}{dt^2} = \frac{g\,M\,ab}{hk}\varrho = \frac{D}{k}\varrho$$

Hieraus folgt die Schwingungsdauer

$$T_0 = \pi\sqrt{\frac{hk}{g\,M\,ab}} = \pi\sqrt{\frac{k}{D}}.$$

Ist bei grösseren Schwingungsweiten G die Schwingungsdauer T_1 beobachtet, so findet man die auf unendlich kleine Bogen reducirte Schwingungsdauer nach der Formel

$$T_0 = T_1\left(1 - \frac{G^2}{64}\right);$$

ganz analog wie bei den Schwingungen des Pendels oder eines an einem Faden aufgehängten Magnetes. Hat man die Schwingungsdauer und, wie in §. 173 angegeben, auch das Trägheitsmoment des bifilar aufgehängten Körpers bestimmt, so erhält man hierbei zugleich das statische Directionsmoment D.

215 Die Bifilarsuspension wird bei elektromagnetischen Bestimmungen der Stromintensität hauptsächlich in der Weise anzuwenden sein, dass man durch dieselbe den der Einwirkung des Stromes unterworfenen Magnet in eine Lage bringt, in welcher der Erdmagnetismus schwach auf ihn wirkt und deshalb ein Strom, der durch einen ihn umgebenden Multiplicator geleitet wird, dessen Windungen seiner Axe parallel sind, ihn bedeutend ablenkt.

Dies geschieht, indem man den Magnet an der ihn tragenden Dreh-

scheibe (Fig. 147) in die verkehrte Lage bringt, d. i. ihn so dreht, dass sein Nordpol nach Süd, sein Südpol nach Nord gekehrt ist.

Ist das von der Bifilarsuspension auf den Magnet ausgeübte statische Directionsmoment D, das magnetische Moment des Magnetes M, die horizontale Componente des Erdmagnetismus T, so ist bei einer Ablenkung des Magnetes um ϱ^0 das auf ihn ausgeübte Drehungsmoment

$$(MT - D) \sin \varrho.$$

Durch Vergrösserung von D, also durch Vergrösserung des Abstandes der beiden den Magnet tragenden Fäden kann man es leicht erreichen, dass das statische Directionsmoment $MT - D$ sehr klein wird, also nur einen aliquoten Theil von MT, z. B. $\frac{1}{10}$ beträgt. Legt man dann um den Magnet einige Drathwindungen, deren Ebenen seiner Axe parallel sind, und leitet durch diese einen Strom von der Intensität I, so wird der Magnet um einen Winkel ϱ abgelenkt, der durch die Gleichung

$$I \cos \varrho = (MT - D) \sin \varrho$$

bestimmt ist.

Der Winkel α wird durch die Spiegelablesung bestimmt.

Je kleiner die Directionskraft $MT - D$ ist, desto grösser wird bei gleicher Stromintensität der Ablenkungswinkel ϱ. Man kann auf diese Weise ein Bifilargalvanometer herstellen, bei welchem die Astasirung des Magnetes durch die Bifilarsuspension bewirkt ist, und bei dem man den Betrag der Astasirung, d. i. die Verminderung der Directionskraft genau bestimmen, also auch genaue und auf absolutes Maass (s. unten) reducirbare Messungen der Stromintensität vornehmen kann.

Ausser den bisher beschriebenen elektromagnetischen Messapparaten 216
hat man auch elektrodynamische Messapparate verwendet, indem man Drathspiralen aufhängte, durch welche man die Ströme leitete, und ihre Schwingungen oder Einstellungen beobachtete, sei es unter Einfluss des Erdmagnetismus, sei es, wie bei dem Elektrodynamometer, unter Einfluss einer zweiten festen vom Strom durchflossenen Spirale. Man hat hierbei die Spiralen, um ihnen eine bestimmte Directionskraft zu geben, stets bifilar aufgehängt.

Die Messung der Stromintensität bei diesen Apparaten kann in verschiedener Weise geschehen:

1. Man hängt eine Drathrolle, welche mit Spiegel u. s. f. versehen ist, an zwei Dräthen bifilar auf, wie es §. 38 beschrieben ist, in transversaler Lage, d. h. so, dass ihre Axe auf der Ebene des magnetischen Meridians vertical steht. Leitet man vermittelst der Aufhängedräthe durch dieselbe einen Strom von der Intensität I, so können wir die einzelnen Windungen der Spirale als in sich geschlossen ansehen und jede derselben durch einen kleinen Magnet von gleichem Moment ersetzen (§. 139). Die Spirale entspricht dann einem Magnet vom Moment $F \cdot I$, wo F der von ihren Windungen umschlossene Flächenraum ist. Sie werde

durch die Einwirkung des Erdmagnetismus um einen Winkel ϱ abgelenkt. Das auf dieselbe durch die horizontale Componente T des Erdmagnetismus ausgeübte Drehungsmoment ist $FIT \cos \varrho$; das rückbleibende Drehungsmoment der Schwere aber $D \sin \varrho$, wo D das statische Directionsmoment der Bifilarrolle ist. Im Gleichgewichtszustande der Rolle hat man

$$I = \frac{D}{FT} \, tg \, \varrho.$$

Die Intensität des Stromes ist also der Tangente des Ablenkungswinkels der Bifilarrolle proportional [1]).

217 2. Eine zweite Art der Messung ist folgende:

Man hängt eine Spirale bifilar so auf, dass sie mit ihrer Axe von Nord nach Süd gerichtet ist, und leitet durch dieselbe den zu untersuchenden Strom in der Richtung, dass sie ihre Lage bewahrt. Wir wollen diese Lage der Spirale die natürliche Lage nennen.

Es sei die horizontale Componente des Erdmagnetismus T, die Intensität des Stromes in absolutem Maass gemessen gleich I, der von den Windungen der Spirale umschlossene Flächenraum F. Wird dann die Spirale um den Winkel ϱ abgelenkt, so ist das Drehungsmoment, welches durch die Wirkung des Stromes auf die Spirale ausgeübt wird, $FIT \sin \varrho$. Das statische Directionsmoment der Rolle wäre mithin $D + FIT$. Die Spirale wird sich also unter dem gemeinsamen Einflusse des Stromes und der Schwerkraft in ihre Gleichgewichtslage zurückbegeben durch die Wirkung der vereinten Drehungsmomente

$$(D + FIT) \sin \varrho.$$

Ist der Winkel ϱ klein, so ergiebt sich für unendlich kleine Bogen die Schwingungsdauer der Spirale, deren Trägheitsmoment K ist,

$$T_{\prime} = \pi \sqrt{\frac{K}{D + FIT}}.$$

Aus der Beobachtung des Werthes der Schwingungsdauer $T_{\prime}$ und T_0 vor und während des Hindurchleitens des Stromes kann man den Werth FIT bestimmen.

Würde durch die Spirale in entgegengesetzter Richtung der Strom geleitet, ist also dieselbe in verkehrter Lage aufgehängt, so wäre bei einer Ablenkung derselben um ϱ^0 das Drehungsmoment durch den Strom

$$- FIT \sin (180 - \varrho), = - FIT \sin \varrho,$$

welches sie um 180° aus ihrer Lage zu drehen strebt. Das statische Directionsmoment wäre wieder

$$D - FIT$$

und die Schwingungsdauer

[1]) Weber, Resultate. 1840. S. 91.*

$$T_{II} = \pi \sqrt{\frac{K}{D - FIT}}.$$

Die Directionsmomente in der natürlichen und verkehrten Lage sind also

$$d_I = D + FIT = \frac{\pi^2 K}{T_I^2} \text{ und } d_{II} = D - FIT = \frac{\pi^2 K}{T_{II}^2}.$$

Es verhält sich also

$$D : FIT = T_{II}^2 + T_I^2 : T_{II}^2 - T_I^2.$$

3. Bringt man über der bifilar aufgehängten Spirale, deren Axe mit dem magnetischen Meridian zusammenfällt, eine zweite Spirale an, deren Axe senkrecht auf der Ebene des Meridians steht, wie z. B. bei dem §. 37 beschriebenen Elektrodynamometer, und leitet durch beide Spiralen einen Strom hinter einander, so wird die Bifilarrolle um einen Winkel α abgelenkt, so dass das von dem Strome in der festen Rolle ausgeübte Drehungsmoment dem durch die Schwerkraft und den Erdmagnetismus auf die Bifilarrolle ausgeübten Drehungsmoment d gleich ist. 218

Ist die Intensität des Stromes gleich I, so wird der Winkel α bestimmt durch die Gleichung

$$I^2 \cos\alpha \,.\, const = d \,.\, \sin\alpha.$$

Kehrt man die Richtung des Stromes in beiden Rollen um, so bleibt die Richtung der Ablenkung der Bifilarrolle ungeändert. — Es eignet sich daher das Elektrodynamometer vorzüglich zur Bestimmung der mittleren Intensität einer Reihe alternirender Ströme. Indess ist bei genaueren Messungen zu berücksichtigen, dass bei wechselnder Stromesrichtung die Bifilarrolle sich abwechselnd in der natürlichen und verkehrten Lage befindet und so das Directionsmoment d verschieden ist. Bei schwachen Strömen ist dieser Unterschied zu vernachlässigen. Bei stärkeren muss man die Directionsmomente bestimmen, indem man zuerst nach einander Ströme von gleicher Intensität in entgegengesetzter Richtung durch das Dynamometer leitet und die Schwingungsdauer bestimmt. Man erhält dann das Verhältniss der Directionsmomente in beiden Fällen [1]).

Das Elektrodynamometer ist sehr geeignet, gleichzeitig die Intensität und Dauer sehr schnell verlaufender Ströme zu bestimmen. 219

Leitet man einen solchen die kurze Zeit ϑ dauernden Strom hinter einander durch eine Tangentenboussole oder ein Galvanometer, dessen Magnet das magnetische Moment M, das Trägheitsmoment K besitzt, und durch die bifilare und feste Rolle des Dynamometers, dessen Bifilarrolle das Trägheitsmoment k besitzt, so ist die Winkelgeschwindigkeit C, welche dem Magnet im Galvanometer, und die Winkelgeschwindigkeit c, welche der Bifilarrolle ertheilt wird:

[1]) W. Weber, Elektrodyn. Maassbestimmungen Th. I, S. 76. 1846.*

$$C = \frac{AM}{K} I\vartheta, \qquad c = \frac{a}{k} I^2\vartheta$$

wo A und a Constante, I die Intensität des Stromes ist. Wir setzen hierbei voraus, dass der Magnet und die Bifilarrolle während der Dauer des Stromes ihren Stand nicht ändern. Der momentane Strom werde durch die Apparate geleitet, während dieselben in ihrer Ruhelage waren. Sind dann die durch den Strom hervorgebrachten Elongationen des Magnets und der Bifilarrolle X und x, die Schwingungsdauern derselben T und t, so ist nach §. 185

$$C = \frac{\pi}{T} X = \frac{AM}{K} I\vartheta, \qquad c = \frac{\pi}{t} x = \frac{a}{k} I^2\vartheta,$$

also

$$I\vartheta = \frac{K\pi X}{TAM}, \qquad I^2\vartheta = \frac{k\pi x}{at}.$$

Leiten wir durch beide Apparate einen Strom, dessen Intensität wir als Einheit annehmen, und der den Magnet um $\varDelta$, die Bifilarrolle um δ ablenkt, so erhalten wir nach §. 212, 1 und 2:

$$AM = \frac{\pi^2 K}{T^2} \varDelta, \qquad a = \frac{\pi^2 k}{t^2} \delta, \text{ also}$$

$$I\vartheta = \frac{XT}{\pi \varDelta}, \qquad I^2\vartheta = \frac{xt}{\pi\delta}, \text{ d. i.}$$

$$I = \frac{xt\varDelta}{XT\delta}, \qquad \vartheta = \frac{X^2 T^2 \delta}{\pi x t \varDelta^2}.$$

Man hat also nur die Schwingungsdauern T und t, die durch den momentanen Strom bewirkten Elongationen X und x, und die durch einen dauernden Strom von der Intensität Eins bewirkten permanenten Ablenkungen $\varDelta$ und δ des Magnets und der Bifilarrolle zu bestimmen, um zugleich die Zeitdauer und Intensität des momentanen Stromes nach diesen Formeln zu finden.

III. Zurückführung der Messungen der Stromintensität auf absolutes Maass.

220 Wir haben noch anzugeben, wie die Resultate, welche vermittelst der verschiedenen zur Messung der Intensität der Ströme verwendeten Apparate erhalten werden, auf absolutes elektromagnetisches Maass reducirt werden. Dieses Maass folgt aus der Bestimmung des absoluten Maasses des Magnetismus. Wir bezeichnen nämlich die Intensität eines galvanischen Stromes als Einheit, wenn derselbe in der Ebene die Flächeneinheit umfliesst und dabei auf einen Magnetpol gerade so wirkt, wie ein unendlich kleiner Magnet vom Moment Eins, dessen Axe auf seiner Ebene vertical steht.

Es ist sehr wohl zu beachten, dass das hier aufgestellte absolute Maass der Stromintensität ein wesentlich anderes ist, als das, welches wir §. 19 in Betreff der elektrodynamischen Erscheinungen aufgestellt haben, wie sich dies aus Betrachtung der Formeln, §. 99, ergiebt. Eine genauere Vergleichung dieser und anderer Maasse siehe im Schlusscapitel.

Bei zweien der oben beschriebenen Apparate ergiebt sich die Messung der Intensität nach absolutem Maass unmittelbar, nämlich bei der transversal aufgehängten Bifilarrolle und der Tangentenboussole [1]. Wenn das statische Directionsmoment der transversal aufgehängten Bifilarrolle $= D$, der von ihren Windungen umschlossene Flächenraum $= F$, die Intensität des sie durchfliessenden Stromes $= I$, die horizontale Componente des Erdmagnetismus $= T$ ist, und dieselbe um ϱ^0 abgelenkt wird, so erhalten wir (§. 216): 221

$$I = \frac{D}{FT} \, tg \, \varrho.$$

Wird F in Einheiten der Fläche (Quadratmillimetern), I in Einheiten der Stromintensität gemessen, so stellt nach der obigen Definition IF das Moment M eines Magnets vor, welcher mit der Bifilarrolle äquivalent ist. Würde dieser in ganz gleicher Weise wie die Spirale bifilar aufgehängt, so dass auch das Directionsmoment D dasselbe bliebe, so würde er ebenfalls um Winkel ϱ durch den Erdmagnetismus abgelenkt, und wir hätten $TM = D \, tg \, \varrho$.

Wir erhalten mithin, wenn auch die zur Bestimmung von D erforderlichen Grössen in Längen- und Gewichtseinheiten gegeben sind, und die horizontale Componente T des Erdmagnetismus in absolutem Maass bekannt ist, die Intensität I des Stromes gleichfalls auf eine sehr einfache und directe Weise in absolutem elektromagnetischem Maass.

Eine zweite Bestimmung der absoluten Intensität eines Stromes ist mittelst der Tangentenboussole möglich. 222

Ist ein Kreisstrom A vom Radius b gegeben, der in der Ebene des magnetischen Meridians liegend, auf die in seiner Axe in der Entfernung R von seinem Umkreis liegende kleine Magnetnadel B wirkt, deren magnetisches Moment μ sei, so ist das von demselben auf die Pole der Nadel ausgeübte Drehungsmoment in der Richtung der Axe AB nach §. 140

$$D = c \, \frac{2\pi \, i \, \mu \, b^2}{R^3}.$$

Ein unendlich kleiner Magnet vom Moment M, dessen Axe AB ist, und der aus der Entfernung R auf die Magnetnadel in B wirkt, übt auf dieselbe das Drehungsmoment:

[1]) Weber, Pogg. Ann. Bd. LV, S. 27. 1842.*

$$D = \frac{2 M \mu}{R^3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

aus (§. 158).

Die beiden Ausdrücke für die Wirkung des Kreisstromes und dieses Magnets werden identisch, wenn

$$M = c \pi i b^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Dieser Ausdruck wäre also das magnetische Moment des Kreisstromes.

Wenn der Flächenraum des Stromes gleich Eins, die Intensität desselben nach absolutem Maass gemessen gleich Eins ist, so wäre ihm auch ein Magnet vom Moment 1 äquivalent. Dann ist also in (3):

$$M = 1,\ i = 1,\ \pi b^2 = 1,$$

also auch $c = 1$.

Wird nun die Nadel durch den Strom i um den Winkel α abgelenkt, und ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus gleich T, so ist, wenn die Nadel eine constante Ablenkung angenommen hat:

$$D \,.\, \cos \alpha = \mu T \,.\, \sin \alpha,$$

d. i.

$$i = \frac{T R^3}{2 \pi b^2} \, tg\, \alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

wo i in absolutem Maasse gemessen ist, wenn T in dem gleichen Maasse, b und R in Längeneinheiten gegeben sind.

Fällt, wie bei der gewöhnlichen Tangentenboussole, der Mittelpunkt der Nadel mit dem des Drathkreises zusammen, so ist $R = b$, also die in absolutem Maasse gemessene Intensität:

$$i = \frac{T . b}{2 \pi} \, tg\, \alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

223 Bei den anderen Messapparaten wird man am zweckmässigsten die beobachteten Werthe der Intensitäten auf absolutes Maass reduciren, indem man einen constanten Strom zu gleicher Zeit hinter einander durch dieselben und eine Bifilarrolle oder eine einfache Tangentenboussole leitet, vermittelst deren die Intensität leicht nach absolutem Maasse bestimmt werden kann. Beobachtet man die Angaben der beiden in den Stromkreis eingefügten Apparate, so kann man den Factor bestimmen, mit dem man die an jenen Messapparaten beobachteten Intensitäten multipliciren muss, um sie auf das absolute Maass zu reduciren.

224 Schaltet man in den Schliessungskreis eines Stromes von der absoluten Intensität i gleichzeitig eine transversal aufgehängte Bifilarrolle und eine Tangentenboussole von der einen oder anderen Construction ein, welche beide Apparate unmittelbar die absolute Intensität abzulesen gestatten, so ist unter Beibehaltung der Bezeichnungen der vorigen Paragraphen:

für die Bifilarrolle $I = \frac{D}{F\,T}\, tg\, \varrho$,

für die Tangentenboussole $I = \frac{T\,R^3}{2\,\pi\, b^2}\, tg\, \alpha \left(\text{oder} = \frac{T\,b}{2\,\pi}\, tg\, \alpha\right)$.

Aus diesen beiden beobachteten Werthen kann man die absolute Intensität I des Stromes ableiten:

$$I = \sqrt{\frac{D\,R^3}{2\pi F b^2}\, tg\, \varrho\, tg\, \alpha} \left(\text{oder} = \sqrt{\frac{D\,b}{2\,\pi\, F}\, tg\, \varrho\, tg\, \alpha}\right).$$

Man hat auf diese Weise ein sehr leichtes Mittel, ohne eine besondere, immerhin weitläufige Bestimmung der horizontalen Componente des Erdmagnetismus die durch die Ablenkungen der Bifilarrolle oder der Nadel der Tangentenboussole erhaltenen Werthe der Intensität in absolutem Maasse auszudrücken. Zugleich erhält man dann auch die horizontale Componente des Erdmagnetismus aus obigen Gleichungen:

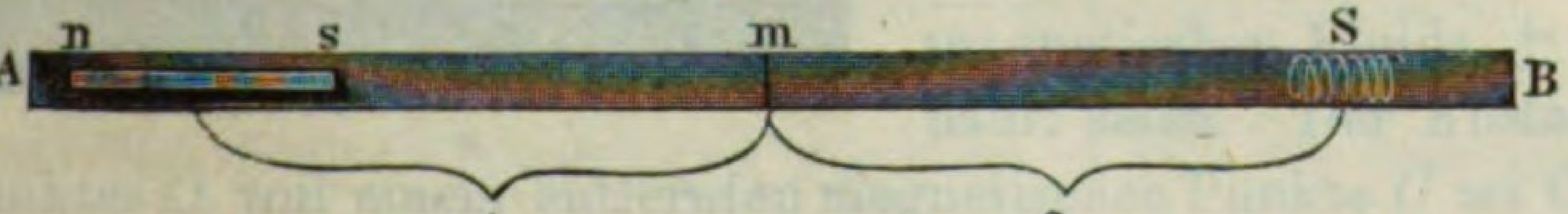
$$T = \sqrt{\frac{2\,\pi\, D\, b^2\, tg\, \varrho}{F\, R^2\, tg\, \alpha}} \left(\text{oder} = \sqrt{\frac{2\,\pi\, D\, tg\, \varrho}{F\, b\, tg\, \alpha}}\right).$$

Die Formeln in den Klammern beziehen sich auf eine Tangentenboussole, bei welcher die Nadel in der Ebene des Drathkreises vom Radius b sich befindet, die vor denselben auf eine Tangentenboussole, bei welcher die Nadel vor der Ebene des Drathkreises im Abstand R von seinem Umfange liegt.

Wir erwähnen noch schliesslich der folgenden von von Feilitzsch 225
angegebenen Methode zur Maassbestimmung der Intensität eines Stromes.

Man stellt eine kleine Magnetnadel m auf der Mitte eines horizontalen Lineals $A\,B$ (Fig. 149) auf, welches senkrecht gegen den magnetischen

Fig. 149.



Meridian gerichtet ist. Den zu untersuchenden Strom leitet man durch eine Spirale S, welche man auf das Lineal so legt, dass ihre Axe dem Lineal parallel wird, und sie so die Magnetnadel ablenkt. Nun schiebt man einen Magnetstab $n\,s$ von bekanntem magnetischen Moment von der anderen Seite auf dem Lineal gegen die Magnetnadel hin, bis dieselbe wieder im magnetischen Meridian steht.

Ist die Intensität des Stromes in der Spirale I, der von ihren Win-

[1]) Neumann, vrgl. Wild, Züricher Vierteljahrsschrift. 1857. S. 241.* — [2]) von Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. LXXVIII, S. 21. 1849;* Bd. LXXIX, S. 564. 1850.*

dungen umschlossene Flächenraum F, die Länge der Spirale $2l$, so ist sie, wenn ihre Windungen eng sind, annähernd gleichwerthig mit einem Magnet von gleicher Länge, dessen Moment durch den Werth FI dargestellt ist. Ist nun der Abstand der Pole des Magnetes, welcher die Wirkung der Spirale compensirt, gleich $2L$, sein magnetisches Moment gleich M, ist der Abstand der Mitte der Spirale und des Magnetes von dem Mittelpunkt der kleinen Magnetnadel a und A, so ist der an den Polen des Magnetes angehäufte Magnetismus $\frac{M}{2L}$ und wir haben die Gleichung:

$$\frac{M}{2L}\left(\frac{1}{(A+L)^2}-\frac{1}{(A-L)^2}\right)=\frac{FI}{2l}\left(\frac{1}{(a+l)^2}-\frac{1}{(a-l)^2}\right).$$

Ist M in absolutem Maasse bestimmt, F in Flächeneinheiten gemessen, so erhält man aus dieser Gleichung auch I in absolutem Maass. — Es ist indess zu beachten, dass der Abstand $2L$ der Pole des Magnetes etwas kleiner ist, als seine ganze Länge, so dass dieser Abstand erst besonders, z. B. durch Annähern einer Magnetnadel von der Seite bestimmt werden muss. Dieser Umstand bringt eine kleine Ungenauigkeit mit sich, die sich zu den übrigen Fehlern der vier Längenmessungen von L, l, A und a addirt. — Das magnetische Moment M des Magnetstabes kann sich mit der Zeit ändern; es muss daher vor jeder Versuchsreihe, z. B. durch Beobachtung der Schwingungsdauer von Neuem bestimmt werden. Wegen dieser Unbequemlichkeiten möchte diese sonst recht einfache Methode wohl nur in einzelnen Fällen die oben erwähnten Methoden verdrängen.

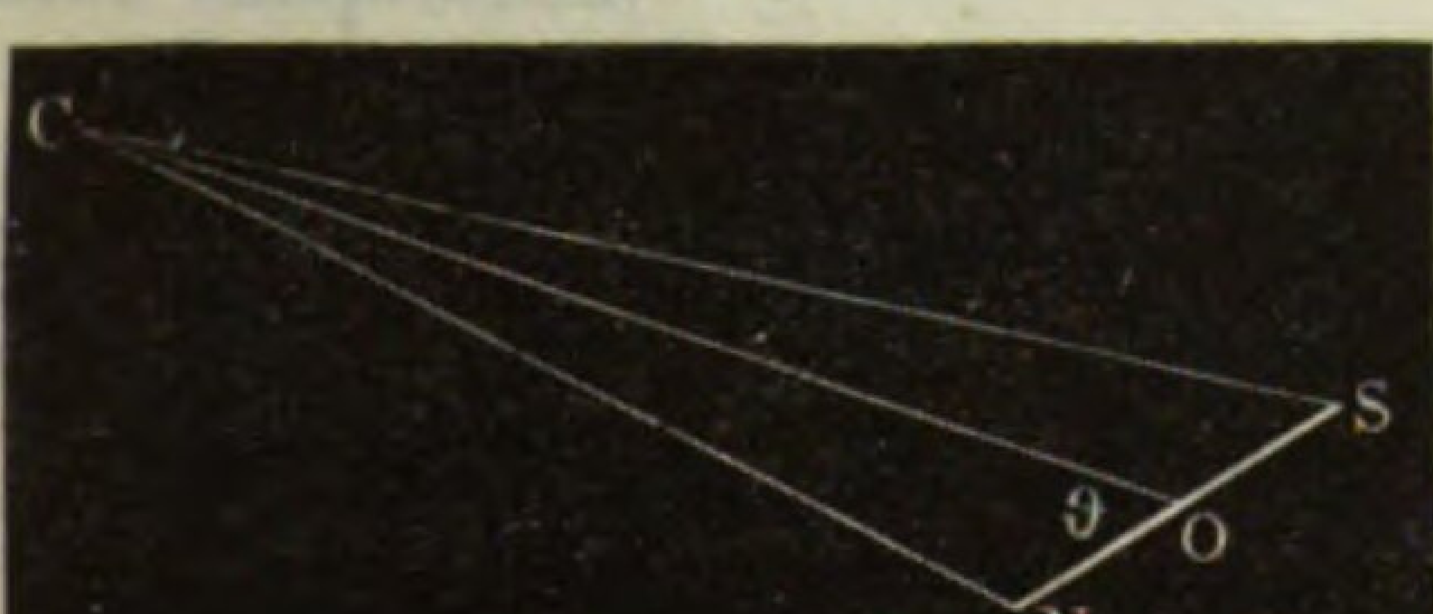
Drittes Capitel.

Gesetze der Magnete und Elektromagnete.

I. Mathematische Berechnung der Vertheilung des Magnetismus.

Die Magnetisirung eines beliebig gestalteten Körpers durch äussere 226
magnetisirende Kräfte lässt sich aus den bisher angeführten Grundgesetzen des Magnetismus durch mathematische Rechnung unter gewissen Annahmen a priori ableiten. Dies ist zuerst von **Poisson** geschehen. Wir wollen die Entwickelung seiner Grundformel in einfacher Form angeben [1]).

Fig. 150.



Es sei NS, Fig. 150, eine sehr kleine Magnetnadel von der Länge $2a$, an deren Polen die magnetischen Fluida $\pm m$ angehäuft seien. Der Abstand ihres Mittelpunktes O von einem entfernten magnetischen Punkte C sei $OC = R$, der Winkel $CON = \vartheta$. Ist die Nadel NS gegen OC klein, so wirken die Pole N und S auf den Punkt C nahezu in derselben Richtung wie OC. Die Potentialfunction von N und S auf C ist dann $v = \frac{m}{NC} - \frac{m}{CS}$. Drücken wir NC und CS in R, a und ϑ aus, so ist

$$v = m\left(\frac{1}{(R^2 + a^2 - 2aR\cos\vartheta)^{1/2}} - \frac{1}{(R^2 + a^2 + 2aR\cos\vartheta)^{1/2}}\right).$$

1) **Poisson**, Mémoires de l'Académie T. V, p. 248 u. 488. 2. Févr. et 27. Décembre 1824.* Auszug in Ann. de Chim. et de Phys. T. XXV, p. 113 u. T. XXVIII, p. 1.* — Vergl. namentlich auch **Thomson**, Phil. Trans. 1851. T. I, p. 234 u. 269.*

Entwickelt man die Ausdrücke im Nenner nach a und lässt dabei alle Glieder fort, die höhere Potenzen von a enthalten, so ist

$$v = \frac{2\,m\,a \cos\vartheta}{R^2}.$$

Die Potentialfunction ist also nur von dem Momente $\mu = 2\,m\,a$, nicht von der Gestalt und Länge der Magnetnadel abhängig (vgl. §. 152). $2\,m\,a$ ist aber das Moment μ der Nadel, also

$$v = \frac{\mu \cos\vartheta}{R^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad \text{(I)}$$

227 Es sei nun ein Körper gegeben, auf den von aussen magnetisirende Kräfte einwirken. Wir wollen das magnetische Moment, welches in der Volumeinheit desselben durch eine von aussen wirkende magnetisirende Kraft Eins erzeugt wird, gleich k' setzen, wo k' eine von der Natur des Stoffes des Körpers abhängige Constante, „die Magnetisirungsconstante oder magnetische Inductionsconstante“ ist, welche wir auch als die Zahl der magnetischen Masseneinheiten in der Volumeinheit definiren könnten. Wir wollen ferner annehmen, dass die durch äussere magnetisirende Kräfte in jedem Massenelemente geschiedenen Fluida nicht aus demselben heraustreten können, sich aber stets an seine Oberfläche begeben und ihre Mengen jenen Kräften proportional sind, so dass also keine Coercitivkraft der Magnetisirung hinderlich entgegenwirkt, und die in den Masseneinheiten erzeugten Momente den wirksamen Kräften direct entsprechen.

228 Beziehen wir nun die einzelnen Punkte des Körpers auf drei rechtwinkelige Coordinatenaxen, die Axen der x, y, z, so wird das Raumelement des Körpers, welches einem Punkt $A = (x', y', z')$ entspricht, gleich $dx' \,.\, dy' \,.\, dz'$ sein. Es mögen von aussen auf das Raumelement magnetisirende Kräfte wirken, deren Componenten nach den drei Axen resp. α', β', γ' sind, und die sich je nach der Lage des Elementes ändern können. Können wir wegen der Kleinheit desselben gegen die Masse des Körpers annehmen, dass die sämmtlichen Masseneinheiten des Elementes durch jene Kräfte gleich magnetisirt werden, so sind die magnetischen Momente des Elementes nach den drei Axen proportional seiner Masse und den in jenen Richtungen wirkenden Kräften, also $k'\alpha' dx' dy' dz'$, $k'\beta' dx' dy' dz'$, $k'\gamma' dx' dy' dz'$. Wirkt dieses Element auf einen äusseren magnetischen Punkt C, dessen Coordinaten x, y, z sind, und der in der Entfernung $\varrho = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}$ von dem Punkte A entfernt ist, so ist die Potentialfunction Q der magnetischen Wirkung des Elementes auf Punkt A gleich der Summe der durch jene drei magnetischen Momente bedingten Potentialfunctionen. Bildet nun die Linie AC mit den Axen die Winkel l, m, n, so ist daher nach §. 226:

$$Q = \frac{(\alpha' \cos l + \beta' \cos m + \gamma' \cos n)}{\varrho^2} k' dx' dy' dz'.$$

Wird dieser Ausdruck über den ganzen Raum des Körpers nach x', y' und z' integrirt, so erhält man die Potentialfunction Q desselben auf den magnetischen Punkt C. Ersetzen wir die Cosinus von l, m, n durch ihre Werthe $\frac{x-x'}{\varrho}$, $\frac{y-y'}{\varrho}$, $\frac{z-z'}{\varrho}$, so erhalten wir

$$Q = \int\int\int \frac{\alpha'(x-x') + \beta'(y-y') + \gamma'(z-z')}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{3/2}} k' dx' dy' dz' \ . \quad \text{(II)}$$

Die Componenten der magnetischen Anziehung des Körpers gegen Punkt C nach den drei Axen sind dann, wenn wir den Magnetismus desselben gleich 1 setzen:

$$X = \frac{dQ}{dx'}, \ Y = \frac{dQ}{dy'}, \ Z = \frac{dQ}{dz'} \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad \text{(III)}$$

Wird für jeden der drei Summanden von Q besonders partiell integrirt, so erhält man z. B.:

$$\int\int\int \frac{(z-z')\gamma' k' dz'}{\varrho^3} dx' dy' = \int\int \frac{\gamma' k' dx' dy'}{\varrho} - \int\int\int \frac{1}{\varrho} \frac{d(\gamma' k')}{dz'} dx' dy' dz'.$$

In dem $\int\int$ sind für k', ϱ, γ' die Werthe zu setzen, welche den Endpunkten der Z-Coordinaten des Körpers an den beiden Seiten seiner Oberfläche entsprechen.

Bildet die auf dem Oberflächenelement dw' errichtete Normale mit 229
den durch dasselbe gelegten den Hauptaxen parallelen Axen die Winkel l', m', n', so ist $dx' dy' = \pm dw' \cos n'$. Setzt man diesen Werth in obige Gleichung, und entwickelt ganz analog die beiden anderen Summanden von Q, so erhält man

$$Q = \int (\alpha' \cos l' + \beta' \cos m' + \gamma' \cos n') \frac{k'}{\varrho} dw'$$
$$- \int\int\int \frac{1}{\varrho} \left(\frac{d\alpha' k'}{dx'} + \frac{d\beta' k'}{dy'} + \frac{d\gamma' k'}{dz'} \right) dx' . dy' . dz' \ . \quad \text{(IV)}$$

Das erste Integral ist über die ganze freie Oberfläche des Körpers, das zweite über seine ganze Masse ausgedehnt. Die Werthe $\frac{d\alpha' k'}{dx'}$ u. s. f. stellen aber die durch die Längen dx' ... dividirten Aenderungen der magnetischen Momente der einzelnen Raumelemente des Körpers nach den verschiedenen Richtungen dar, also die an ihren Grenzflächen angehäuften freien Magnetismen (vergl. §. 260); die Werthe $k' \alpha' \cos l'$ u. s. f. entsprechen dagegen den nach der Richtung der drei Coordinatenaxen gemessenen Dicken der an der Oberfläche des Körpers angehäuften Schicht von

freiem Magnetismus. Es lässt sich hiernach die magnetische Wirkung des Körpers nach aussen aus zwei Theilen, aus der Wirkung der auf seiner Oberfläche und der in seinem Inneren verbreiteten Magnetismen zusammensetzen.

230 Die Formeln (III) und (IV) können uns nun dazu dienen, die Componenten der Wirkung des magnetischen Körpers auf einen innerhalb desselben gelegenen Punkt M zu bestimmen, der wiederum die Coordinaten x^I, y^I, z^I habe. Diese Wirkung setzt sich zusammen:

1. Aus der Wirkung der magnetischen Elemente des Körpers, welche so weit von M entfernt sind, dass wir in der Formel (1) die höheren Potenzen von a vernachlässigen können.

2. Aus der Wirkung der zunächst an M gelegenen Elemente, für welche diese Annahme nicht statthaft ist, und welche zwar in sehr grosser Anzahl vorhanden sind, aber immerhin einen gegen die Dimensionen des Körpers verschwindend kleinen Raum B einnehmen.

3. Aus der Wirkung der magnetischen Fluida auf der Oberfläche des Elementes selbst, welches M enthält.

231 Die erste dieser Wirkungen stellt sich durch die Gleichungen (IV) dar, bei denen die Integration über den ganzen Raum des Körpers ausgedehnt ist, nachdem wir von den dort gefundenen Werthen die Werthe der Integrale für den kleinen den Punkt M umschliessenden Raum B subtrahirt haben. Die letzteren Werthe der Integrale seien X_I, Y_I, Z_I. Dann sind die Componenten der betrachteten Wirkung:

$$X = \frac{dQ}{dx} - X_I, \quad Y = \frac{dQ}{dy} - Y_I, \quad Z = \frac{dQ}{dz} - Z_I \quad . (6)$$

Wegen der Kleinheit des Raumes B kann man annehmen, dass in demselben alle magnetischen Moleküle in gleicher Weise magnetisch sind und auch gleichmässig vertheilt sind. Dann kann man bei der Berechnung der Werthe $X_I\, Y_I\, Z_I$ für dieselben aus den Gleichungen (III) und (IV) die Werthe $\alpha^I, \beta^I, \gamma^I, k^I$ durch die Werthe α, β, γ, k ersetzen, welche für das den Punkt M selbst enthaltende Raumelement des Körpers gelten. So fällt in Gleichung (IV) das zweite Glied fort, und man erhält bei der partiellen Differentiation derselben z. B.:

$$Z_I = \alpha k \int \frac{z^I - z}{\varrho^3} \cos l^{II}\, dw^{II} + \beta k \int \frac{z^I - z}{\varrho^3} \cos m^{II}\, dw^{II}$$
$$+ \gamma k \int \frac{z^I - z}{\varrho^3} \cos n^{II}\, dw^{II} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (7)$$

wo l^{II}, m^{II}, n^{II} die für die innere Oberfläche des B umschliessenden Raumes des Körpers geltenden Werthe von $l^I\, m^I\, n^I$ in Gleichung (IV), $d\,w^{II}$ das Flächenelement dieser Oberfläche ist. — Ebenso entwickeln sich die anderen Componenten.

Wir haben mithin von der Wirkung der magnetischen Moleküle des Körpers die Wirkung der auf der Oberfläche des inneren Raumes B ver-

breiteten Schicht von Magnetismus zu subtrahiren, auf die sich in der That bei gleicher Beschaffenheit aller Moleküle in B die Wirkung derselben reduciren wird. — Nehmen wir den Raum B kugelförmig an, macht ein zu einem Punkt M^{II} seiner Oberfläche gezogener Radius $MM^{II} = \varrho$ mit der Z-Axe den Winkel u, und bildet die durch letztere Axe und MM^{II} gelegte Ebene mit einer anderen durch die Z-Axe gelegten festen Ebene den Winkel v, so ist:

$z^I - z = \varrho \cos u$, $y^I - y = \varrho \sin u \sin v$, $x^I - x = \varrho \sin u \cos v$, $dw^{II} = \varrho^2 \sin u\, du\, dv$, $\cos l^{II} = \sin u \cos v$, $\cos \mu^{II} = \sin u \sin v$, $\cos n^{II} = \cos u$, also beim Einsetzen dieser Werthe in (7):

$$Z_I = \frac{4\pi k\gamma}{3} \text{ und ebenso } Y_I = \frac{4\pi k\beta}{3},\ X_I = \frac{4\pi k\alpha}{3} \quad . \quad . \quad (8)$$

So wird:

$$X = \frac{dQ}{dx} - \frac{4\pi k\alpha}{3},\quad Y = \frac{dQ}{dy} - \frac{4\pi k\beta}{3},\quad Z = \frac{dQ}{dz} - \frac{4\pi k\gamma}{3} \quad . \quad (V)$$

Die zweite durch die Moleküle im Raum B auf den Punkt M ausgeübte Wirkung (§. 230) verschwindet, da wir alle in demselben befindlichen magnetischen Moleküle uns in gleichem magnetischen Zustand denken. — 232

Legt man nämlich durch den Punkt M einen beliebigen nach beiden Seiten ausgedehnten Kegelmantel, so wird dieser mit Ausschluss des magnetischen Elementes, welches M enthält, in dem Raum, den diese Elemente erfüllen, auf beiden Seiten gleiche Quantitäten freien magnetischen Fluidums einschliessen. Die Wirkungen desselben heben sich daher innerhalb desselben, so wie in dem ganzen hier betrachteten Raum auf. Nur an der Oberfläche des Körpers selbst, wo die Punkte M nicht von allen Seiten von unendlich vielen magnetischen Molekülen umgeben sind, würde dies nicht mehr gelten.

Endlich bleibt noch die dritte Wirkung des auf der Oberfläche des M enthaltenden Elements angehäuften freien Magnetismus. — Soll bei gleich bleibender magnetisirender Kraft die Vertheilung der Magnetismen in jedem magnetischen Element des Körpers unverändert bleiben, wenn dasselbe auch um seinen Schwerpunkt gedreht wird (wie z. B. in einem in der Mitte einer weichen Eisenkugel befindlichen Molekül, welche durch den Erdmagnetismus in der einen oder anderen Richtung magnetisirt wird), so müssen die Elemente nach allen Richtungen gleichartig sein. Diese Bedingung würde durch die Annahme dargestellt werden, dass die Elemente selbst Kugelgestalt haben. Dann werden die freien Magnetismen auf der Oberfläche des Elementes in ähnlicher Weise vertheilt sein, wie auf der Oberfläche des Raumes B. Es gelten so für diese Wirkung die Gleichungen (8), in denen wir aber $k' = 1$ setzen müssen, da 233

wir nur ein Element betrachten. Dann werden die drei Componenten der Wirkung des Elementes

$$X_0 = \frac{4\pi\alpha}{3},\quad Y_0 = \frac{4\pi\beta}{3},\quad Z_0 = \frac{4\pi\gamma}{3}\quad \ldots\ldots \quad \text{(VI)}$$

Diese Weıthe gelten nach unserer Ableitung eigentlich nur für den Mittelpunkt des Elementes; indess sind sie auch für andere Punkte innerhalb desselben gültig.

234 Befinden sich ausserhalb des betrachteten Körpers beliebige magnetische Körper, welche auf die in demselben enthaltenen Fluida wirken, bezeichnet V die Potentialfunction der in ihnen enthaltenen freien Fluida in Bezug auf den innerhalb desselben befindlichen Punkt M des Körpers, dessen Coordinaten $x'\,y'\,z'$ sind (also die Quantität jener freien Fluida, dividirt durch ihren Abstand von M), so sind die Componenten der Wirkung dieser Körper auf M gleich den partiellen Differentialquotienten

$$X_{III} = \frac{dV}{dx},\quad Y_{III} = \frac{dV}{dy},\quad Z_{III} = \frac{dV}{dz}\quad \ldots\ldots \quad \text{(VII)}$$

Soll in dem Körper ein stationärer magnetischer Zustand eingetreten sein, so muss die Summe aller auf den Punkt M im Inneren desselben ausgeübten Kräfte, wie sie sich aus den Gleichungen (V, VI, VII) ergeben, gleich Null sein, d. i.:

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dx} + \frac{dQ}{dx} + \frac{4\pi\alpha(1-k)}{3} &= 0 \\ \frac{dV}{dy} + \frac{dQ}{dy} + \frac{4\pi\beta(1-k)}{3} &= 0 \quad \ldots\ldots \quad \text{(VIII)} \\ \frac{dV}{dz} + \frac{dQ}{dz} + \frac{4\pi\gamma(1-k)}{3} &= 0 \end{aligned}$$

235 Differenzirt man diese drei Gleichungen respective nach x, y und z und addirt, so ergiebt sich nach der Potentialtheorie:

$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = 0$; ferner ist: $\frac{d^2Q}{dx^2} + \frac{d^2Q}{dy^2} + \frac{d^2Q}{dz^2} =$ $4\pi\left(\frac{dk\alpha}{dx} + \frac{dk\beta}{dy} + \frac{dk\gamma}{dz}\right)$ [vergl. Gleichung (IV) und (8)], mithin die Summe der Differentiale:

$$2\left(\frac{dk\alpha}{dx} + \frac{dk\beta}{dy} + \frac{dk\gamma}{dz}\right) + \frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} = 0\cdot$$

Ist, wie in den meisten Körpern, die magnetische Constante k durch den ganzen Körper unverändert, so folgt hieraus:

$$\frac{d\alpha}{dx} + \frac{d\beta}{dy} + \frac{d\gamma}{dz} = 0\quad \ldots\ldots \quad (9)$$

Zugleich ergiebt sich bei Differentiation der obigen Gleichungen nach $x\,y\,z$:

$$\frac{d\alpha}{dy} = \frac{d\beta}{dx}, \quad \frac{d\alpha}{dz} = \frac{d\gamma}{dx}, \quad \frac{d\beta}{dz} = \frac{d\gamma}{dy}.$$

Es sind daher α, β, γ die partiellen Differentiale einer Function der drei Coordinaten $\varphi\,(x\,y\,z)$ nach den drei Axen, welche der Gleichung:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{d^2\varphi}{dy^2} + \frac{d^2\varphi}{dz^2} = 0$$

entspricht. So hat man statt der drei Gleichungen (VIII) die eine folgende:

$$V + Q + \frac{4\pi\,(1-k)}{3}\,\varphi = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(IX)}$$

In Q [Gleichung (IV)] fällt dann das zweite Glied in Folge der Gleichung (9) fort und es reducirt sich auf:

$$Q = k\int\left(\frac{d\varphi^I}{dx^I}\cos l^I + \frac{d\varphi^I}{dy^I}\cos m^I + \frac{d\varphi^I}{dz^I}\cos n^I\right)\frac{dw^I}{\varrho}$$

$$= k\int\frac{dw^I}{\varrho}\left(\frac{d\varphi^I}{dr}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(X)}$$

wo φ^I den Werth von φ bezeichnet, den man erhält, wenn man statt $x\,y\,z$ die Werthe $x'\,y'\,z'$ setzt, r der Normale des Elementes entspricht.

Es entspricht dann also die Wirkung im Ganzen der einer Schicht von freiem Fluidum, welche die ganze Oberfläche des Körpers bedeckt und deren Dicke in der Richtung der Normale an jeder Stelle durch:

$$k\left(\frac{d\varphi^I}{dx^I}\cos l^I + \frac{d\varphi^I}{dy^I}\cos m^I + \frac{d\varphi^I}{dz^I}\cos n^I\right) = k\,\frac{d\varphi^I}{dr}$$

ausgedrückt ist.

Hat man die Function φ aus der Gleichung (IX) bestimmt, so wird man die Wirkung des magnetischen Körpers auf einen ausserhalb desselben gelegenen Punkt nach den Formeln (III) berechnen können.

Die magnetischen Momente des Körpers nach den drei Axen sind aber:

$$M = k\int\frac{d\varphi^I}{dx^I}\,dx^I\,dy^I\,dz^I$$

$$N = k\int\frac{d\varphi^I}{dy^I}\,dx^I\,dy^I\,dz^I$$

$$O = k\int\frac{d\varphi^I}{dz^I}\,dx^I\,dy^I\,dz^I.$$

Enthalten die Körper einen hohlen Raum, so wird man sie als die Differenz zweier Körper betrachten können, deren einer den ganzen äusseren Raum desselben, der andere den Hohlraum erfüllt, und die Wirkungen X, Y, Z beider Körper von einander subtrahiren. Die Gleichung (X) setzt sich dann aus zwei ganz ähnlichen Gliedern zusammen, welche respective der inneren und äusseren Oberfläche des Körpers entsprechen.

Setzt man in diesen Gleichungen $k = 1$, so geben sie auch die Bedingung für die Vertheilung der Elektricität in einem Körper, auf welchen von aussen elektrisirte Körper vertheilend einwirken [1]).

236 Es würde uns zu weit führen, wollten wir die Ableitung der für einzelne specielle Fälle gültigen Formeln für die magnetische Vertheilung aus obigen allgemeineren Formeln durchführen. Wir begnügen uns deshalb mit der Mittheilung einiger Resultate der Rechnungen, welche durch Versuche geprüft sind und ein grösseres physikalisches Interesse haben.

Poisson hat die obigen Formeln angewandt, um die Vertheilung des Magnetismus in einer Hohlkugel zu entwickeln, welche einer auf alle ihre Theile in gleicher Richtung und gleich stark wirkenden Kraft, z. B. dem Erdmagnetismus, ausgesetzt ist. Die betreffenden Ausdrücke erhält er, indem er Polarcoordinaten einführt und φ in Kugelfunctionen entwickelt.

Es sei die Z-Axe die Richtung der magnetisirenden Kraft (die Richtung der Inclinationsnadel), die Intensität derselben sei M, der äussere und innere Radius der Hohlkugel sei a und b. Ein magnetischer Punkt, z. B. der Pol P einer Magnetnadel, habe die Coordinaten x, y, z; sein Abstand vom Mittelpunkt der Kugel O, welcher als Anfangspunkt der Coordinaten dient, sei r. Ist dann der Winkelabstand zwischen r und der der Inclinationsrichtung parallel durch den Kugelmittelpunkt gezogenen Z-Axe gleich ϑ, der Winkelabstand der Projection von r auf die magnetische Aequatorialebene oder XY-Ebene von der durch O zum magnetischen Ostpunkt gezogenen X-Axe gleich ψ, so ist:

$$z = r \cos \vartheta, \quad x = r \sin \vartheta \cos \psi, \quad y = r \sin \vartheta \sin \psi.$$

Es ergeben sich die drei Componenten:

$$\left.\begin{aligned} X &= -\frac{3m(a^3 - b^3)k(1+k)}{(1+k)a^3 - 2k^2b^3} \frac{a^3 \cos\vartheta \sin\vartheta \cos\psi}{r^3} \\ Y &= -\frac{3m(a^3 - b^3)k(1+k)}{(1+k)a^3 - 2k^2b^3} \frac{a^3 \cos\vartheta \sin\vartheta \sin\psi}{r^3} \\ Z &= -m + \frac{m(a^3 - b^3)k(1+k)}{(1+k)a^3 - 2k^2b^3} \frac{a^3(1 - 3\cos^2\vartheta)}{r^3} \end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \quad (1)$$

Die Wirkung einer massiven Kugel auf einen äusseren Punkt ergiebt sich direct, wenn man in diesen Gleichungen $b = o$ setzt. Wäre $k = 1$, so würde die Wirkung der Hohlkugel und massiven Kugel auf einen äusseren Punkt vollkommen gleich sein.

Es hat keine Schwierigkeit, aus diesen Gleichungen die Wirkung einer magnetischen massiven Kugel auf die Pole einer horizontal

[1]) Die allgemeinere Theorie der Magnetisirung ist ausser von Poisson und Thomson auch von Green in seinem berühmten „Essay on the application of mathematical analysis to the theories of electricity and magnetism. Nottingham 1828 (auch Crelle's Journal. Bd. XLVII, S. 218*) behandelt worden. Die Resultate stimmen im Wesentlichen mit denen von Poisson überein. S. auch Beer, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 141. 1856.*

schwingenden kleinen Magnetnadel abzuleiten und ihre Ablenkung zu bestimmen. Die Tangente derselben wird bei grösseren Entfernungen r der Nadel von der Kugel proportional $\frac{a^3}{r^3}$ und proportional k sein.

Sie wird im magnetischen Meridian selbst Null, und gleich weit östlich und westlich von demselben gleich und entgegengesetzt sein.

Für einen Punkt im Inneren einer Hohlkugel sind X und $Y = 0$. Die Kraft Z ist unabhängig von der Lage des Punktes und zwar gleich

$$Z = -\frac{m(1 + k - 2k^2)a^3}{(1 + k)a^3 - 2k^2b^3}.$$

Eine Magnetnadel von so geringem Magnetismus, dass sie in das Innere einer Hohlkugel von Eisen gebracht, deren Magnetismus durch ihre Einwirkung nicht ändern würde, ändert in derselben also nur ihre Directionskraft, nicht aber ihre Richtung. Wäre $k = 1$, so würde $Z = 0$, und dann behielte die Nadel auch ihre Directionskraft und Schwingungsdauer in der Hohlkugel unverändert bei. Die Wirkung des Magnetismus der Hohlkugel auf dieselbe reducirte sich auf Null. Ihr Verhalten wäre dann ganz analog dem einer durch Influenz elektrisirten Hohlkugel, welche auch auf einen in ihrem Inneren gelegenen elektrisirten Punkt keine Anziehungs- und Abstossungskräfte ausübt.

Eine Reihe von Versuchen von Barlow [1]), welche vor dem Erschei- 237
nen der Untersuchungen von Poisson angestellt worden sind, können über das magnetische Verhalten eiserner Kugeln Aufschluss geben.

Auf einem horizontalen Tisch von 5 Fuss Durchmesser [2]) waren von der Mitte aus radiale Linien in Abständen von je 10 Grad gezogen. Der Tisch hatte in der Mitte einen Ausschnitt, durch welchen eine gusseiserne Kugel von 12,78 Zoll (32,46 Ctm.) Durchmesser und 288 Pfund (107 Kilogr.) Gewicht vermittelst eines Rollensystems herabgelassen werden konnte, so dass ihr Mittelpunkt in verschiedenen Höhen über oder unter der Ebene des Tisches sich befand. Auf die auf dem Tisch gezogenen Radien wurde ein sehr empfindlicher Compass gestellt, und die Ablenkung seiner Nadel bestimmt. Bei anderen Versuchen von Christie wurde stets das Mittel der Ablenkung von zwei Compassnadeln gemessen, welche auf zwei Radien sich befanden, die um gleich viel Grade gen Ost oder West gegen den nach Nord gezogenen Radius des Tisches verschoben waren.

Aus diesen Versuchen ergab sich u. a.:

1) Fällt der Mittelpunkt der Magnetadel in die Ebenen zweier bestimmter grösster Kreise der Kugel, so zeigt die Nadel keine Ablenkung.

[1]) Barlow, An essay on magnetic attractions. London 1820; Gilb. Ann. Bd. LXXIII, S. 1 u. folgde. 1823;* auch Christie ibid. S. 42.* — [2]) Bei früheren Versuchen von Barlow stand der Compass in der Mitte des Tisches und die Kugel wurde um ihn herumgeführt.

Diese Ebenen sind die Ebene des magnetischen Meridians und die magnetische Aequatorialebene.

Nehmen wir die Nadel so klein an, dass man die Entfernung ihrer Pole von ihrem Mittelpunkte vernachlässigen könnte, so würde im ersteren Falle in den Formeln 1 des vorigen Paragraphen für diesen Mittelpunkt P der Winkel $\psi = 0$, also auch die Y-Componente $Y = 0$ sein. Auf die Nadel wirkte dann der Magnetismus der Kugel nur in der Meridianebene (XZ-Ebene), und sie könnte durch diese Kraft nicht abgelenkt werden. Läge der Mittelpunkt P in der Aequatorialebene, so wäre $\vartheta = 90^0$, und es bliebe nur die der Richtung der Inclination parallele Z-Componente übrig, welche gleichfalls die Nadel nicht ablenken würde.

2. Befand sich der Mittelpunkt P der Nadel in einer bestimmten durch den Mittelpunkt O der Kugel und die Z-Axe gelegten Ebene, und bildete dabei die Verbindungslinie PO des ersteren mit letzterem mit der durch O gelegten magnetischen Aequatorialebene verschiedene Winkel φ, die man mit dem Namen der magnetischen Breite des Punktes P bezeichnen könnte, so war die Tangente des Ablenkungswinkels α der Nadel bestimmt durch die Gleichung:

$$tg\, \alpha = const\, sin\, \varphi\, cos\, \varphi.$$

3. Wurde die Nadel in derselben magnetischen Breite belassen, aber in verschiedene Ebenen gebracht, welche durch die der Inclinationsrichtung parallel durch den Kugelmittelpunkt gezogene Z-Axe gelegt waren, und mit der auf der Meridianebene verticalen XZ-Ebene den Winkel ψ bildeten, so entsprach die Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel dem Cosinus ψ.

4. In verschiedenen Abständen von dem Mittelpunkte der Kugel verhielten sich die Tangenten der Ablenkung der Nadel unter sonst gleichen Verhältnissen umgekehrt wie die dritten Potenzen der Abstände. Bei verschieden grossen Kugeln verhielten sich dieselben wie die Cuben der Durchmesser der Kugeln, also wie ihre Massen.

Kann man nämlich die auf die Nadel in der Ebene des magnetischen Meridians wirkenden Antheile der von der Kugel ausgehenden (Y und Z) Kräfte gegen die Kraft des Erdmagnetismus vernachlässigen, so wirkt auf dieselbe in dieser Ebene nur die constante horizontale Componente des Erdmagnetismus T. Vertical gegen diese Ebene wirkt die gleichfalls horizontale X-Componente der Wirkung der Kugel. Wird die Nadel durch diese Componente um den Winkel α abgelenkt, so ist sie im Gleichgewicht, wenn $X = T\,.\,tg\, \alpha$ ist.

Da nun aber nach den Formeln 1 des §. 236 der Winkel ϑ das Complement der magnetischen Breite φ ist, so wird auch $T\,tg\,\alpha = X = \frac{const}{r^3} \cdot sin\,\varphi\, cos\,\varphi\, cos\,\psi$ sein, also bei constantem ψ dem Werthe $sin\,\varphi\, cos\,\varphi$, bei constantem φ dem Werthe $cos\,\psi$, bei constantem φ und ψ dem Werthe $\frac{a^3}{r^3}$ proportional sein.

Diese Resultate sind selbstverständlich nur innerhalb gewisser Grenzen richtig, da wir die Länge der Nadel, ihre magnetisirende Rückwirkung auf die Eisenkugel, so wie auch die zur horizontalen Componente des Erdmagnetismus hinzukommenden Antheile der Y- und Z-Componente ihrer Wirkung auf die Nadel nicht ganz vernachlässigen können.

5. Als endlich Barlow an Stelle der massiven Kugeln hohle Kugeln anwandte, so fand er, dass die Ablenkungen der Nadel bei gleicher Lage dieselben blieben, so lange die Metalldicke der Hohlkugeln nicht unter $^1/_{20}$ Zoll betrug.

Barlow schloss hieraus, dass der Magnetismus nur auf der Oberfläche der Körper concentrirt sei. Nach den vorhergehenden Betrachtungen ist dieses Resultat indess ein Beweis, dass die magnetische Constante k sehr nahe an dem Werthe Eins liegt, mit dem sie zusammenfallen würde, wenn die Wirkung einer einer massiven und einer äusserst dünnen Hohlkugel völlig gleich wäre. Es lässt sich berechnen, wenn man die Ablenkungen der Nadel der X-Componente (§. 236 Formel 1) proportional setzt, dass selbst wenn die Ablenkungen auf $^2/_3$ herabsinken sollten, wenn man die massive Kugel durch eine gleich grosse Hohlkugel ersetzt, deren Metalldicke $^1/_{150}$ des Radius der massiven Kugel ist, doch der Werth k nur um $^1/_{50}$ kleiner wäre als Eins.

Poisson hat auch die Magnetisirung eines Ellipsoides berechnet, 238
wenn die magnetisirenden Kräfte auf alle Punkte desselben gleichmässig und in gleicher Richtung, also von einem unendlich entfernten Punkt Z aus wirken. Eine anschaulichere Darstellung der Resultate ist von Beer [1]) in folgender Weise gegeben und von Plücker [2]) weiter ausgeführt worden. Sind A, B, C die Halbaxen des magnetischen Ellipsoides E, so construirt man ein Hülfsellipsoid, dessen Halbaxen $\frac{1}{a}$, $\frac{1}{b}$ und $\frac{1}{c}$ mit denen von E zusammenfallen, deren Länge durch die Gleichungen

$$\frac{1}{a^2} = 2\pi(1-k) + \frac{2k}{A^2}\int_0^\pi d\vartheta \int_0^\pi dv \frac{\frac{\sin^2\vartheta}{\varrho^2} - \frac{\cos^2\vartheta}{A^2}}{\left(\frac{\sin^2\vartheta}{\varrho^2} + \frac{\cos^2\vartheta}{A^2}\right)^2} \sin\vartheta \quad . \quad (1)$$

worin

$$\frac{1}{\varrho^2} = \frac{\cos^2 v}{B^2} + \frac{\sin^2 v}{C^2}$$

gegeben sind. Die Werthe $\frac{1}{b^2}$ und $\frac{1}{c^2}$ erhält man durch Vertauschung von A mit B und C.

Es sei r der Radius vector des Hülfsellipsoides in der Richtung der Verbindungslinie OZ seines Mittelpunktes O mit dem Punkte Z. Derselbe

[1]) Poisson, Théorie l. c. p. 333.* — [2]) Beer, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 192. 1855.* — [3]) Plücker, Phil. Trans. 1858. T. II, p. 555.*

schneide die Oberfläche des Ellipsoides in den Punkten M und M_I. Man legt in M und M_1 an das Ellipsoid Tangentialebenen und fällt von dem Mittelpunkte Lothe OP, OP_I auf dieselben, deren Länge gleich p sei. Der Winkel zwischen p und r sei gleich ξ. Man denke sich nun das Hülfsellipsoid auf der Linie OZ um die Länge $\pm \frac{1}{rp}$ verschoben, und bezeichne es in diesen Lagen mit E_I und E_{II}. Denkt man sich dann das Ellipsoid E_I mit dem dem Magnetismus von Z entgegengesetzten magnetischen Fluidum, E_{II} mit dem jenem gleichartigen Fluidum in gleicher Dichtigkeit erfüllt, so bleibt nun auf den zwischen E_I und E_{II} liegenden Räumen eine Schicht übrig, welche resp. mit nördlichem und südlichem Fluidum erfüllt ist. Diese Schichten stellen dann die Wirkung des Magnetismus des Ellipsoides E dar. — Würde man in den Formeln $k = 1$ setzen, so würden dieselben auch für die elektrische Vertheilung gelten. Das von Punkt Z auf das Ellipsoid ausgeübte in der Ebene OPM wirkende Drehungsmoment, welches dasselbe um eine auf OPM verticale Axe OR dreht, ist

$$\frac{2\,\varphi \sin \xi}{p\,r} = \frac{2\,\varphi\, tg\, \xi}{r^2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (2)$$

wo φ die vom Punkte Z auf die mit magnetischen Fluidis erfüllten Ellipsoide E_I und E_{II} ausgeübte Anziehungs- und Abstossungswirkung bezeichnet. Die Linien OR und OM sind conjugirte Axen des Ellipsoides. Liegt die Linie OMZ in der Horizontalebene und kann sich das Ellipsoid nur um die verticale Axe drehen, so ist das Drehungsmoment

$$\frac{2\,\varphi\, tg\, \xi^1}{r^2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots (3)$$

wo ξ^1 der von OM und der Projection von OP auf die Horizontalebene gebildete Winkel ist. Das Ellipsoid ist im Gleichgewicht, wenn $tg\,\xi^1 = 0$ ist, d. i. wenn eine der beiden Axen des durch den Mittelpunkt des Ellipsoids gelegten, in der Horizontalebene liegenden elliptischen Durchschnittes des Hülfsellipsoides mit der Richtung OZ zusammenfällt. Bei magnetischen Substanzen wird das Gleichgewicht stabil sein, wenn diese Axe die längere ist. (Bei diamagnetischen wäre es die kürzere).

Ist der horizontale Durchschnitt des Hülfsellipsoides einer seiner beiden Kreisschnitte, so ist dasselbe in allen Lagen im Gleichgewichte. Man kann dann die auf diesen Kreisschnitten verticalen Durchmesser des Hülfsellipsoides mit dem Namen der magnetischen Axen des Ellipsoides bezeichnen; der Winkel zwischen denselben sei $2\,w$.

Die Ausdrücke für die Lage der magnetischen Axen sind analog den für die Lage der optischen Axen in den Krystallen abzuleitenden Formeln.

Hängt man das Ellipsoid E so auf, dass eine seiner drei Hauptaxen A, B, C sich in verticaler Lage befindet, während die magnetisirende Kraft in horizontaler Richtung wirkt, und bezeichnet die Zeiten einer Schwingung des Ellipsoides mit ϑ_a, ϑ_b, ϑ_c, so sind diese durch die Gleichung verknüpft:

$$\frac{A^2 + B^2}{\vartheta_c^2} + \frac{B^2 + C^2}{\vartheta_b^2} - \frac{A^2 + C^2}{\vartheta_a^2} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

und

$$\frac{\vartheta_b^2}{\vartheta_c^2} = \frac{A^2 + C^2}{A^2 + B^2} \cos^2 w, \quad \frac{\vartheta_b^2}{\vartheta_a^2} = \frac{A^2 + C^2}{B^2 + C^2} \sin^2 w,$$

$$\frac{\vartheta_c^2}{\vartheta_a^2} = \frac{A^2 + B^2}{B^2 + C^2} tg^2 w \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Schwingt das Ellipsoid um eine verticale Axe, welche mit den magnetischen Axen die Winkel ψ und ψ^1 bildet, in Bezug auf welche das Trägheitsmoment K ist, während dasselbe in Bezug auf die mittlere Axe B gleich K_b ist, so ergiebt sich die Schwingungsdauer ϑ aus der Gleichung:

$$\frac{\vartheta_b^2}{\vartheta^2} = \frac{K_b^2}{K^2} \sin \psi \sin \psi^1.$$

Die experimentelle Prüfung dieser Formeln hat **Plücker** mit zwei ungleichaxigen Ellipsoiden von weichem Eisen vorgenommen, deren Axen $A : B : C$ im Verhältniss von $\sqrt{400} : \sqrt{160} : \sqrt{100}$ standen, so dass ihre Kreisschnitte auf einander senkrecht waren. Der längste Durchmesser des grösseren Ellipsoides betrug 3,16 Zoll, der des kleineren war halb so gross. Die Ellipsoide waren in einen in Grade getheilten Messingring gefasst, in dessen Ebene die längste und kürzeste Axe $2A$ und $2C$ fielen. Die Ellipsoide wurden vermittelst des Ringes zwischen den Polflächen eines grossen Elektromagnetes aufgehängt, deren Durchmesser 4 Zoll, deren Abstand 10,24 Zoll betrug, und zwar zur Controle abwechselnd so, dass die Aufhängungspunkte des Ringes abwechselnd rechts und links von dem einen und von dem anderen Endpunkt der einen Axe sich befanden.

Es wurde nun untersucht, wenn der Ring mit dem Ellipsoid am Ende der grossen Axe desselben oder an anderen um verschiedene Anzahlen Grade von demselben abstehenden Punkten aufgehängt wurde, bis zu welchem Grade des Ringes die mittlere und von welchem Punkt ab die grosse Axe des Ellipsoides sich in die Verbindungslinie der Pole stellte. Es ergab sich daraus der Grenzwinkel, bei dem die Einstellung wechselte, etwa gleich 29°. Bei diesem selbst würde das Ellipsoid in indifferentem Gleichgewicht sein, also einer der Kreisschnitte des Hülfsellipsoides in der horizontalen Schwingungsebene sich befinden. Der Winkel zwischen den magnetischen Axen betrüge mithin etwa $2 \times 29 = 58^0$. — Wurde das kleinere Ellipsoid ohne den Messingring für sich so aufgehängt, dass die eine der drei Axen A, B, C vertical sich befand, so betrug das Quadrat der Schwingungszeiten:

$$\vartheta_b^2 = 88{,}51, \; \vartheta_c^2 = 130{,}19, \; \vartheta_a^2 = 178{,}22,$$

woraus sich beim Einsetzen in die Gleichung (4) ergeben würde

$$4{,}301 + 1{,}459 - 5{,}649 = 0.$$

Die Summe beträgt aber 0,111. Die Gleichung ist also sehr nahe

erfüllt. Aus Gleichung (5) würde sich der Winkel $w = 30^0\ 13'$ ergeben, während er vorher zu 29^0 gefunden war.

Es ist hiernach durch diese Versuche die Theorie von Poisson vollständig bestätigt.

239 Von besonderem experimentellem Interesse ist die Bestimmung der magnetischen Momente eines Rotationsellipsoides durch eine constante, in der Richtung seiner Rotationsaxe wirkende magnetisirende Kraft, z. B. durch den Erdmagnetismus M oder durch eine weite und lange Spirale, in deren Mitte das Ellipsoid eingelegt wird.

Für diesen Fall hat Neumann [1]) die folgenden Formeln mit Hülfe elliptischer Coordinaten entwickelt.

Es sei die Axe des grössten Kreisschnittes des Ellipsoides $= r$
die Rotationsaxe. $= \sqrt{r^2 - \lambda^2}$,
wo λ imaginär ist, wenn das Ellipsoid nach der Rotationsaxe verlängert ist;
das Volum des Ellipsoides $= v$
die Winkel zwischen den Coordinatenaxen, von denen eine Z mit der Rotationsaxe zusammenfällt und der Richtung der magnetisirenden Kraft $= l, n, p$
endlich sei $\sqrt{1 - \left(\frac{r}{\lambda}\right)^2}$ $= \sigma$,

so sind die Momente des Ellipsoides nach den drei Axen:

$$L = \frac{k\,v\,M \cos l}{1 + k\,A},\quad N = \frac{k\,v\,M \cos n}{1 + k\,A},\quad P = \frac{k\,v\,M \cos p}{1 + k\,C} \quad . \quad . \quad (1)$$

wo

$$A = -\,2\,\pi\,\sigma\,(\sigma^2 - 1)\left\{\frac{1}{2}\,log\,\frac{\sigma+1}{\sigma-1} - \frac{\sigma}{\sigma - 1}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

$$C = +\,4\,\pi\,\sigma\,(\sigma^2 - 1)\left\{\frac{1}{2}\,log\,\frac{\sigma+1}{\sigma-1} - \frac{1}{\sigma}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Fällt die Richtung der magnetisirenden Kraft mit der der Rotationsaxe des Ellipsoides zusammen, so wird $L = 0$, $N = 0$, und es bleibt nur das magnetische Moment des Ellipsoides nach seiner Rotationsaxe

$$P = \frac{k\,v\,M}{1 + k\,C} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Ist das Ellipsoid sehr flach, so wird $C = 4\,\pi$, also

$$P_0 = \frac{k\,v\,M}{1 + 4\,\pi\,k} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Für eine Kugel wäre $C = \frac{4}{3}\pi$, also

[1]) Neumann, Crelle's Journal Bd. XXXVII, S. 44 u. folgde. 1848.* — Vgl. auch Weber, Maassbestimmungen, Thl. III. S. 554.*

$$P_k = \frac{k\,v\,M}{1 + \frac{4}{3}\pi k} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Für ein sehr lang gestrecktes Ellipsoid endlich ist $C = 0$

$$P_l = k\,v\,M \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Je länger das Ellipsoid bei gleichem Volum gestreckt wird, desto grösser wird das magnetische Moment bei gleich bleibender magnetisirender Kraft M.

Für ein sehr gestrecktes Ellipsoid, als welches man annähernd einen längeren magnetisirten Stab von gleicher Länge und gleichem Volum betrachten kann, wird mit Aenderung der Länge bei gleich bleibendem Querschnitt das Moment der Länge proportional wachsen, und bei gleicher Länge ebenso proportional dem Querschnitt, d. i. dem Quadrate des Radius zunehmen.

Liegt ein Rotationsellipsoid in einer Magnetisirungsspirale, so dass die Axen beider zusammenfallen, und ist der Abstand des Mittelpunktes des Ellipsoides von beiden Grundflächen derselben gleich γ_I und γ_{II}, so ergiebt sich das Moment des Ellipsoides nach Neumann:

$$P = \frac{-\frac{4}{\sqrt{2}}\pi^2 k\,i\,n\,\sigma_0\,(\sigma_0{}^2 - 1)}{1 + 4\pi k \sigma\left(\frac{1}{\sigma} - \frac{1}{2}\log\frac{\sigma + 1}{\sigma - 1}\right)}\,x \times$$

$$\left\{\begin{array}{l} \gamma_{II}\left[(\sigma_{II}{}^2 - 1)\left(\lambda^2 + \frac{\gamma_{II}{}^2}{\sigma_{II}{}^2}\right)\left(\frac{1}{\sigma_{II}} - \frac{1}{2}\log\frac{\sigma_{II}+1}{\sigma_{II}-1}\right) + \frac{1}{\sigma_{II}}\left(\lambda^2 + \frac{1}{3}\frac{\gamma_{II}{}^2}{\sigma_{II}{}^2}\right)\right] \\ -\gamma_I\left[(\sigma_I{}^2 - 1)\left(\lambda^2 + \frac{\gamma_I{}^2}{\sigma_I{}^2}\right)\left(\frac{1}{\sigma_I} - \frac{1}{2}\log\frac{\sigma_I+1}{\sigma_I-1}\right) + \frac{1}{\sigma_I}\left(\lambda^2 + \frac{1}{3}\frac{\gamma_I{}^2}{\sigma_I{}^2}\right)\right] \end{array}\right\}$$

wo i die Intensität des Stromes in der Spirale, n die Anzahl ihrer Windungen, σ, λ, k die oben erwähnten Constanten sind; die Werthe σ_I und σ_{II} sich aber als Wurzeln der Gleichung

$$\frac{R^2}{1 - \sigma^2} - \frac{\gamma^2}{\sigma^2} = \lambda^2$$

ergeben, in der R den Radius der Grundflächen der Spirale bezeichnet. — Diese Formeln gelten sowohl, wenn das Ellipsoid ganz in der Spirale liegt, als wenn es theilweise oder ganz ausserhalb derselben sich befindet.

Für einen dünnen und sehr langen Stab vom Radius a und der Länge 240
2λ, der an jeder Stelle einer gleichen magnetisirenden Kraft f unterworfen ist, berechnet Green [1]) aus der allgemeinen Formel den freien Magnetismus, welcher an jeder, um die Länge x von der Mitte entfernten Stelle der Oberfläche des Stabes von der Länge dx angehäuft ist:

[1]) Green, l. c.

$$m = \frac{3 g f \beta a^2}{4(1-g)} \frac{e^{\beta x} - e^{-\beta x}}{e^{\beta \lambda} + e^{-\beta \lambda}} dx.$$

In dieser Formel ist g die von dem Stoff des Stabes abhängige magnetische Constante, β gleichfalls eine Constante. Setzt man in dieser Formel die Constante

$$\frac{3 g f \beta a^2}{4(1-g)(e^{\beta \lambda} + e^{-\beta \lambda})} = A \text{ und } \beta = -\log \mu,$$

so erhält man an Stelle dieser Formel die andere:

$$m = A(\mu^{-x} - \mu^{+x})\, dx.$$

Diese Formel hatte auch Biot früher durch eine freilich nicht ganz strenge Betrachtung in folgender Weise abgeleitet. — Es sei der an beiden Enden eines Magnetstabes NS von der Länge $2l$ angehäufte freie Magnetismus $\pm A_l$, die Zahl der magnetischen Elemente, welche auf der Länge $2l$ des Stabes verbreitet sind, $2n$.

Zwischen einem um die Länge ξ von N entfernten Punkte C und N werden daher $\frac{\xi n}{l}$, zwischen C und S aber $\frac{(2l - \xi) n}{l}$ Elemente liegen. Nimmt man dann an, dass der freie Magnetismus sich je von Element zu Element durch den ganzen Stab hindurch in dem gleichen Verhältniss von 1 zu μ_0 ändert, so ist er in C in Folge der von beiden Polen ausgehenden Vertheilung:

$$m = A_l \left(\mu_0^{\frac{\xi n}{l}} - \mu_0^{\frac{(2l-\xi)n}{l}} \right).$$

Wir wollen in dieser Formel den Werth $\mu_0^{\frac{n}{l}} = \mu$ setzen. Bezeichnen wir sodann den Abstand der einzelnen Punkte des Stabes von seiner Mitte mit x, so wird $\xi = l - x$, $2l - \xi = l + x$. Werden diese Werthe in die Formel eingeführt, und $-A_l \mu_0^l = A$ gesetzt, so ist

$$m = A(\mu^x - \mu^{-x}),$$

welche Formel mit der oben angeführten identisch ist.

Aus dieser Formel ergiebt sich nach Green das magnetische Moment des Stabes zu

$$const = \frac{3 g f a^2}{2\beta(1-g)} \left\{ \beta\lambda - \frac{1 - e^{-2\beta\lambda}}{1 + e^{-2\beta\lambda}} \right\} = P \left\{ \beta\lambda - \frac{1 - e^{-2\beta\lambda}}{1 + e^{-2\beta\lambda}} \right\}$$

241 Aus der Bestimmung der magnetischen Momente gleichgestalteter Ellipsoide aus verschiedenem Stoff unter Einwirkung derselben magneti-

[1]) Biot, Traité de Physique T. III, p. 76. 1816.* — [2]) S. auch Kirchhoff, Crelle's Journ. Bd. XLVIII, S. 348. 1854.* Ueber den Magnetismus unbegrenzter Cylinder von weichem Eisen. — Plana, Mémoire sur la théorie du magnétisme. Astron. Nachrichten T. XXXIX, p. 225 u. 305. 1854; T. XLII, p. 1 u. 201. 1855. (Wirkung einer Hohlkugel auf einen inneren und äusseren Punkt).

sirenden Kraft lässt sich der Werth der magnetischen Inductionsconstante k ableiten, welche wir als das durch die magnetisirende Kraft Eins in der Volumeinheit inducirte magnetische Moment bezeichneten. Nehmen wir ein unendlich gestrecktes Ellipsoid, dessen Moment $P_l = kvM$ ist (§. 239), setzen seine Masse $v = 1$, und die magnetisirende Kraft $M = 1$, so wird das Moment $P_l = k$.

Die Constante k entspräche also dem Moment eines unendlich gestreckten Ellipsoides von dem Volum Eins, welches der magnetisirenden Kraft Eins unterworfen ist.

Messen wir also die magnetischen Momente P gleich langer und dicker Stäbe von verschiedenem Stoff, deren Längsdimension gegen die Querdimension sehr gross ist, während sie gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen sind, z. B. in einer Magnetisirungsspirale sich befinden, so würden ihre Momente direct den Constanten k für die verschiedenen Stoffe entsprechen. Dass dieselben auch aus der Vergleichung der Wirkung einer hohlen und massiven Kugel auf eine Magnetnadel sich ergeben würden, folgt aus §. 236 und 237.

Wollten wir die magnetische Constante auf die Masseneinheit beziehen, so müsste in allen vorhergehenden Formeln dieselbe mit dem specifischen Gewicht der Körper multiplicirt werden.

II. Verschiedene Formen der Magnete und Elektromagnete. 242

Bei der experimentellen Untersuchung der Gesetze der Magnete und Elektromagnete hat man die verschiedenen Formen zu beachten, welche denselben gegeben werden. — Wir wollen in dieser Beziehung zwei Gruppen von Magneten unterscheiden:

1. Die Magnete, deren Axe nicht eine in sich zurücklaufende geschlossene Curve bildet.

Zu diesen Magneten gehören die Stäbe, welche durch irgend eine Kraft, sei es durch Herumleiten eines galvanischen Stromes oder durch den Einfluss des Erdmagnetismus oder durch Streichen mit einem anderen Magnetstab temporär oder permanent magnetisirt werden. — Diese Stäbe können geradlinig sein, oder auch in beliebige Formen, z. B. Hufeisenform, gebogen werden.

2. Die Magnete, deren Axe eine in sich zurücklaufende geschlossene Curve bildet.

Es sind dies die vielfach abgeänderten Formen der Magnete, deren Grundtypus ein Hufeisen ist, gegen dessen Endflächen ein weicher Eisenstab als Anker gelegt wird, und die namentlich zur Hervorbringung von Anziehungserscheinungen gegen den Anker benutzt werden.

Je nach der angewandten Säule wird man die Länge und Dicke des Drathes eines Elektromagnetes bei gleichem Metallgewicht so wählen, dass die magnetisirende Wirkung des Stromes auf den Magnet ein Maximum wird. Dies geschieht, wenn der Widerstand der um die Schenkel des Hufeisens gelegten Windungen gleich dem der Säule und der übrigen Drathleitung ist (vergl. die §. 194 ausgeführte Rechnung).

243 Von diesen Magneten wollen wir hier nur einige der wichtigeren aufführen.

Die gewöhnliche Hufeisenform erhalten meist die permanent magnetisirten Stahlmagnete. Man bildet dieselben, wenn man bedeutende Tragkräfte gegen den vorgelegten Anker erzielen will, aus mehreren Lamellen, die mit ihren gleichnamigen Polen über einander gelegt werden. Da indess bei unmittelbarer Berührung derselben jede Lamelle in der daneben liegenden einen ihrer permanenten Magnetisirung entgegengesetzte temporäre Magnetisirung erzeugen und dadurch ihren Magnetismus schwächen würde, so ordnet man die Lamellen so, dass ihre Polflächen treppenartig über einander liegen, Fig. 151. Dann verstärken im Gegentheil die weiter zurückliegenden Lamellen den Magnetismus der weiter vorliegenden, indem sie die an den Enden der letzteren liegenden Mo-

Fig. 151.

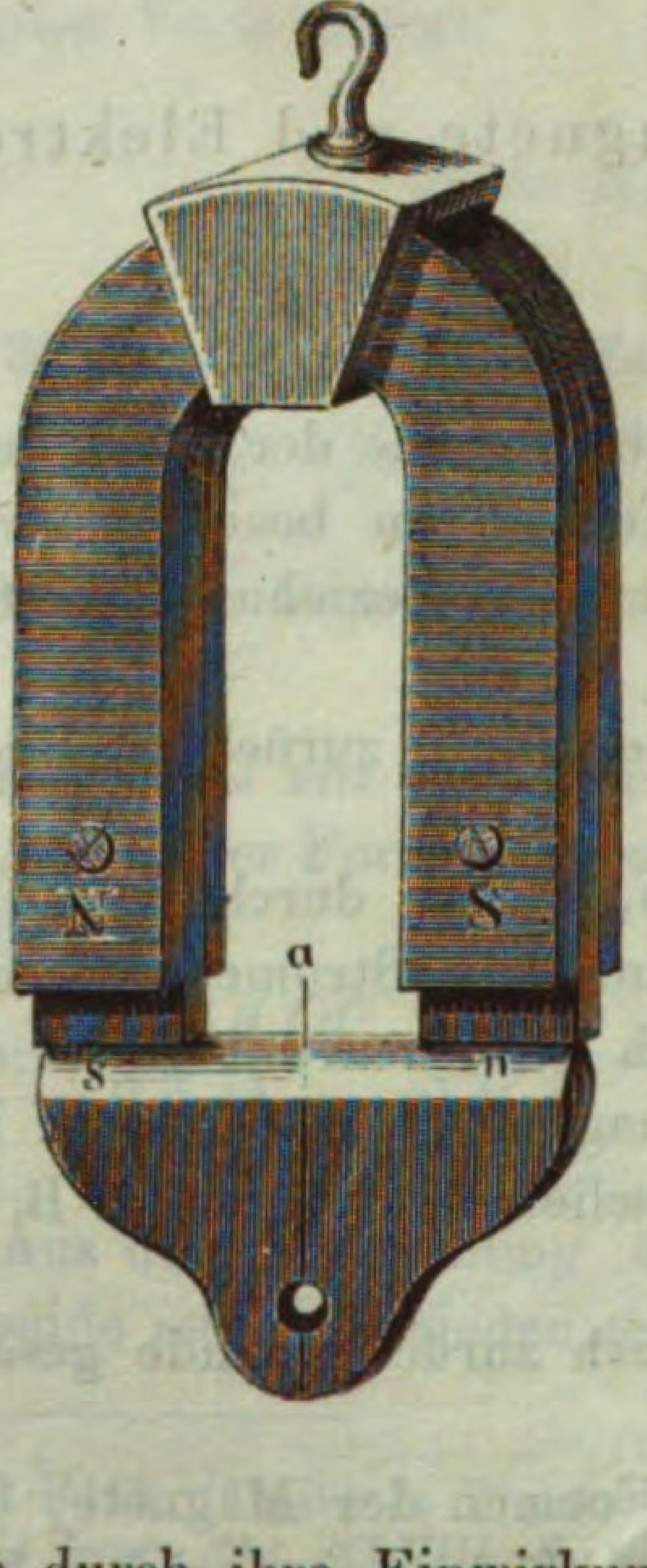
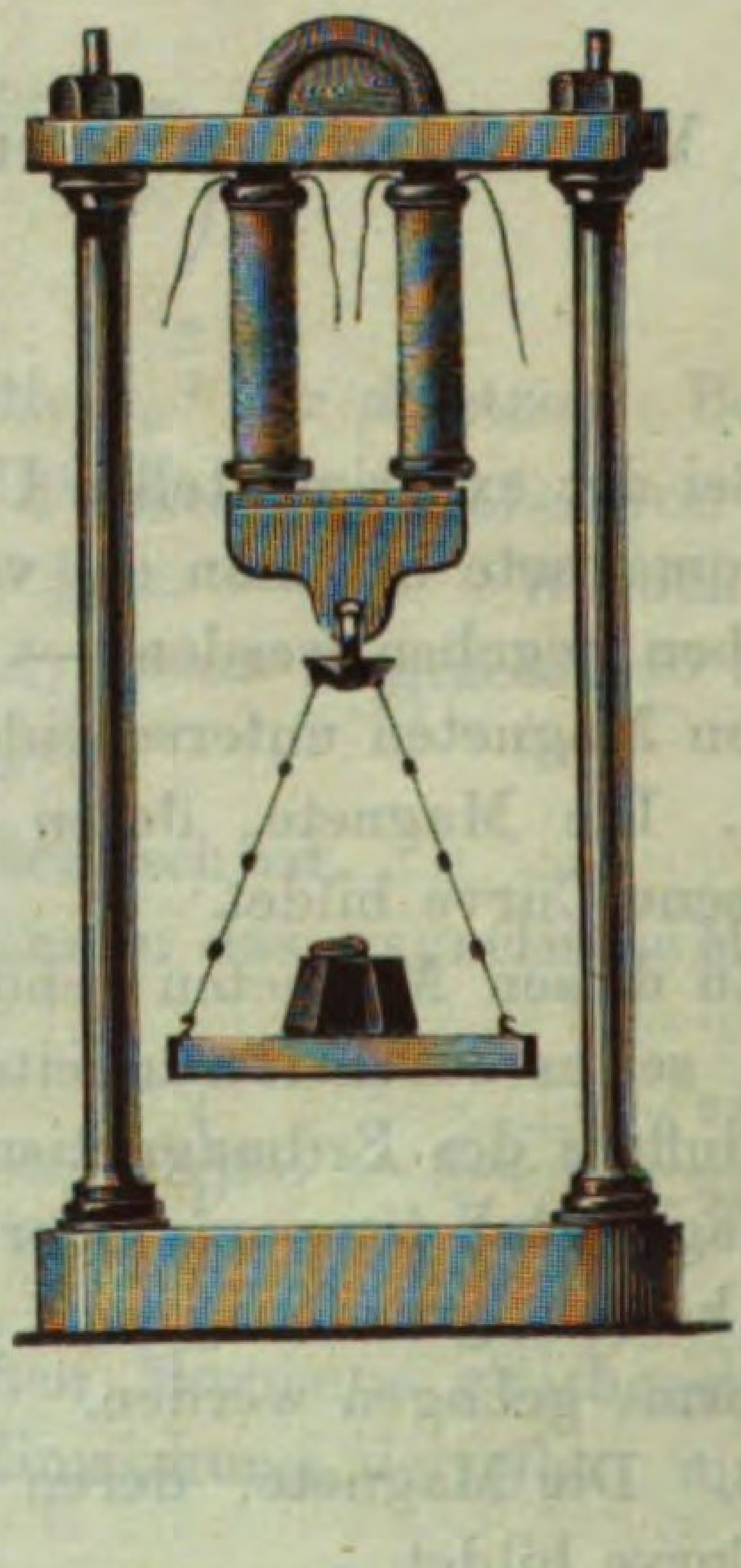


Fig. 152.



leküle durch ihre Einwirkung noch stärker in die magnetischen Lagen richten, als sie für sich gerichtet waren.

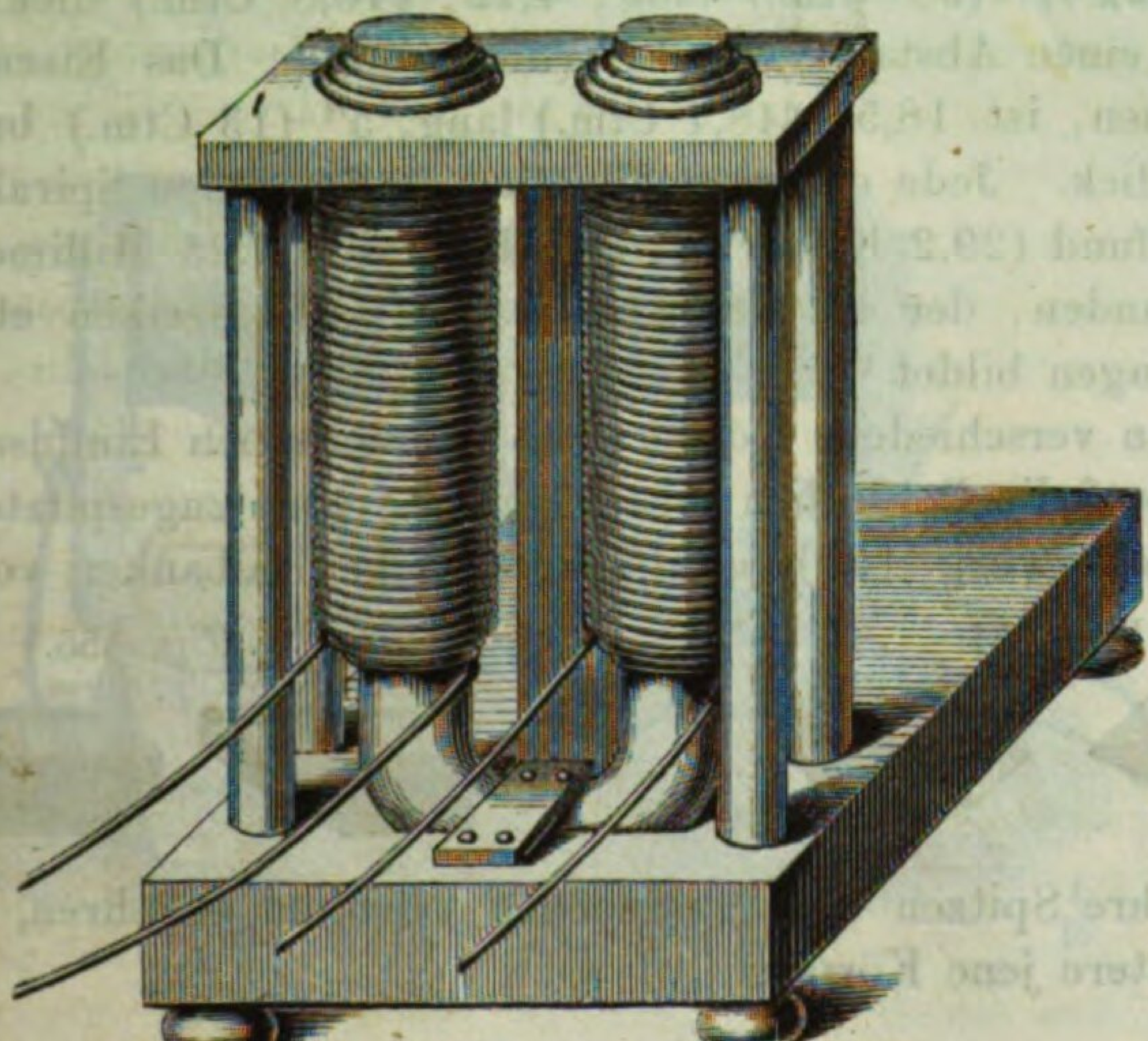
Von einem gewöhnlichen hufeisenförmigen Elektromagnet von weichem

Eisen giebt Fig. 152 ein Bild. Die Umwindungen des Hufeisens mit übersponnenem Kupferdrath müssen sorgfältig von dem Eisen isolirt sein. Zuweilen umwindet man auch nur den einen Schenkel des Hufeisens mit der Spirale, wo dann derselbe eine stärkere Polarität am Ende zeigt, als der andere (die sogenannten „hinkenden" Magnete) [1]).

Sehr grosse und kräftige Hufeisenelektromagnete hat man in der 244
neueren Zeit zur Anstellung der Versuche über den Diamagnetismus der Körper (siehe dieses Capitel) construirt.

Die einen dieser Hufeisenmagnete bestehen aus einem grossen, dicken hufeisenförmig gekrümmten Eisenstab, Fig. 153, der in einem Gestell vertical mit seinen Endflächen nach oben aufgestellt wird, und dessen

Fig. 153.



beide Schenkel mit Spiralen von übersponnenem Kupferdrath umgeben werden. Zweckmässig werden diese Spiralen auf Cylinder von Messingblech gewickelt, welche (zur Vermeidung von Inductionsströmen beim Schliessen und Oeffnen des durch die Spiralen geleiteten Stromes) an einer Seite aufgeschlitzt sind. Man kann dann die Spiralen von den Schenkeln des Magnetes entfernen.

Einen solchen Magnet hat u. A. Faraday [2]) angewandt, dessen Eisenkern 46″ engl. (1,168 Meter) lang und 3,75″ (9,5 Centimeter) dick war, und der so gebogen war, dass seine Polenden 6″ (15 Centimeter) von einander entfernt waren. Jeder Schenkel dieses Magnetes war mit einer Spirale von Kupferdrath von 16 Zoll (40 Ctm.) Länge umgeben. Die Ge-

[1]) Du Moncel, Compt. rend. T. XLV, p. 67. 1857.* — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. XX, §. 2247.*

sammtlänge des Drathes auf beiden Spiralen betrug 522 Fuss (159,8 Meter), die Dicke desselben 0,17″ (4 Millimeter).

Bei grösseren Magneten dieser Art setzt man auch wohl auf ein parallelepipedisches Eisenstück zwei verticale cylindrische Eisenstäbe, und umgiebt jeden derselben mit je zwei auf einander stehenden Spiralen, deren jede die halbe Höhe der Eisencylinder hat und mit zwei oder vier parallel liegenden, mit Seide oder Baumwolle übersponnenen Kupferdräthen umwunden ist. Die Enden dieser Dräthe sind an besonderen Klemmschrauben befestigt, die auf einem an den Spiralen angebrachten Brett aufgesetzt sind. Man kann dann je nach der Natur der angewandten Säule die Dräthe der Spiralen beliebig neben oder hinter einander verbinden, so dass man das Maximum der magnetischen Wirkung erhält. — Die Schenkel des auf diese Weise construirten Magnetes des physikalischen Cabinetes zu Berlin sind $22^{1}/_{4}''$ (58 Ctm.) lang, 4,12″ (10,8 Ctm.) dick, und ihre Axen haben einen Abstand von 14″ (36,6 Ctm.). Das Eisenstück, auf dem sie stehen, ist 18,5″ (48,4 Ctm.) lang, 5″ (13 Ctm.) breit, 2,25″ (15,9 Ctm.) dick. Jede der vier dieselben umgebenden Spiralen ist mit etwa $58^{1}/_{2}$ Pfund (29,2 Kilogr.) Kupferdrath von 2,25 Millimeter Durchmesser umwunden, der in vier parallelen Windungsreihen etwa 12 bis 1300 Windungen bildet [1]).

Will man verschiedene Körper dem magnetischen Einfluss aussetzen, so legt man auf die Polflächen dieser Magnete vorn zugespitzte (Fig. 154) oder abgeflachte (Fig. 155) parallelepipedische Halbanker von weichem

Fig. 154.



Fig. 155.



Eisen, die ihre Spitzen oder Endflächen einander zukehren, und bringt zwischen letztere jene Körper.

245 Eine andere sehr zweckmässige Einrichtung dieser Magnete ist die von Ruhmkorff [2]) ausgeführte.

Auf einer Eisenplatte *K*, Fig. 156, lassen sich vermittelst zweier Schrauben die winkelförmigen Eisenstücke *O* und *O′* verschieben, in welche oberhalb zwei horizontale (zweckmässig röhrenförmige) Eisencylinder befestigt sind, deren Axen in einer geraden Linie liegen. Auf diese Cylinder werden Spiralen *M*, *N* von Kupferdrath geschoben, deren Leitungsdräthe zu dem Commutator *H* führen, welcher mit den Polen der Säule verbunden wird. In die Eisencylinder lassen sich an ihren einander gegenüberstehenden Enden abgeflachte oder halbrunde Eisenstücke als Halbanker einsetzen, die man durch Schraubenvorrichtungen einander nähern und von einander entfernen kann. Zwischen diesen Halbankern werden die zu untersu-

1) Dub, Elektromagnetismus S. 59.* — 2) Ruhmkorff, Compt. rend. T. XXIII, p. 417 u. 538. 1846.*

chenden Substanzen an Coconfäden aufgehängt oder auf ein hoch und nieder zu stellendes Tischchen c gelegt.

Man hat die Form der Hufeisenelektromagnete noch vielfach abge- 246
ändert, namentlich um ihre Tragkraft bei Anwendung gleicher magnetisirender Kräfte bedeutend zu erhöhen. So hat Joule[1]) eine 1″ dicke, 22″ lange und in der Mitte 12″ breite, gegen die Enden bis zu einer Breite von 3 Zoll spitz zulaufende Eisenplatte so umgebogen, dass ihre Enden 12″ aus einander standen. Diese Platte wurde mit 204 Pfund Kupferdrath umwickelt. Jeder Quadratzoll ihrer Polflächen trug beim Hindurchleiten eines Stromes durch den Drath etwa 175 Pfund.

Ein anderer Magnet von Joule[2]) besteht, Fig. 157, aus einem massiven Cylinder von Eisen von etwa $2^1/_2$ Zoll Dicke und 8 bis 10 Zoll Länge, durch den der Länge nach ein Loch von etwa $^3/_4$ bis 1″ Weite

Fig. 156.

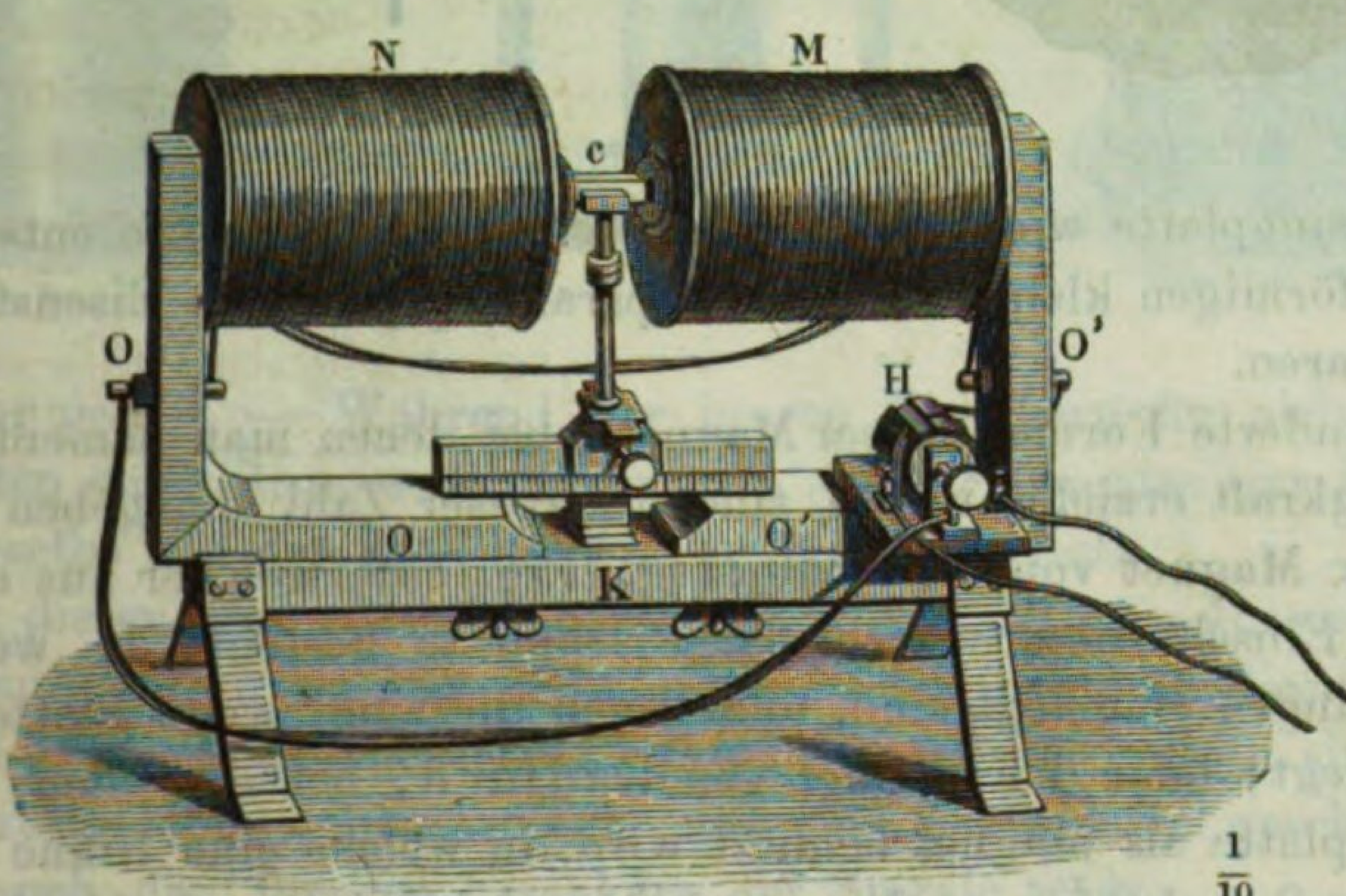
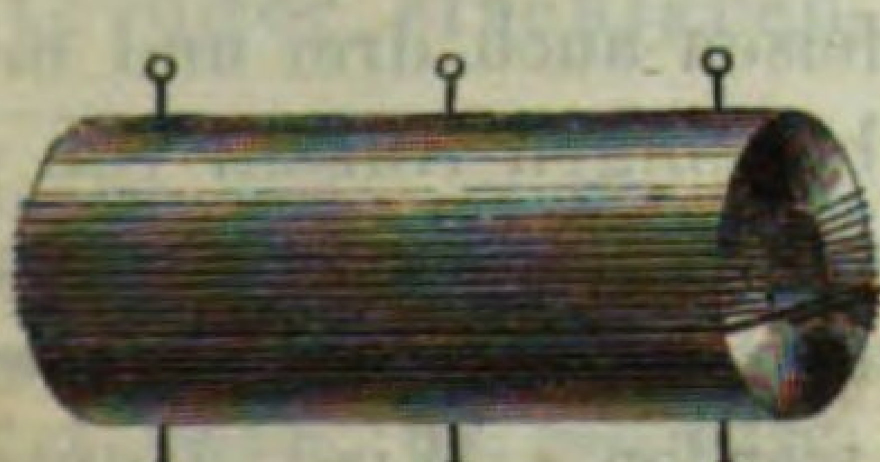


Fig. 157.



gebohrt wird. Man schneidet diesen Cylinder der Länge nach so auf, dass der Schnitt das innere Loch in einer etwa $^1/_2$″ langen Sehne schneidet. Beide Hälften werden genau auf einander geschliffen und erhalten Haken zum Aufhängen. Der stärker gebogene, als Elektromagnet dienende Theil wird der Länge nach mit Drath (21 Kupferdräthe von $^1/_{25}$ Zoll neben einander) umwunden, und durch diesen der Strom geleitet. Diese Magnete zeichnen sich durch eine grosse Tragkraft aus. Ein solcher 15 Pfund schwerer Magnet trug im Maximum 2030 Pfund.

Durch eine Combination mehrerer solcher Magnete hat Joule noch

1) Joule, Phil. Mag. (4) T. III, p. 32. 1852.* — 2) Joule, Annals of Electr. T. V, p. 187; Pogg. Ann. Bd. LI, S. 371. 1840.*

stärkere Tragkräfte erhalten. Auf einem Messingring, Fig. 158 a, waren radial eine Anzahl rinnenförmiger Eisenstücke, Fig. 158 b, geschraubt, und schlangenförmig um dieselben feine Eisendräthe herumgelegt, durch die der Strom geleitet wurde. Als Anker wurde zu diesem Magnet eine ebenso

Fig. 158 a.

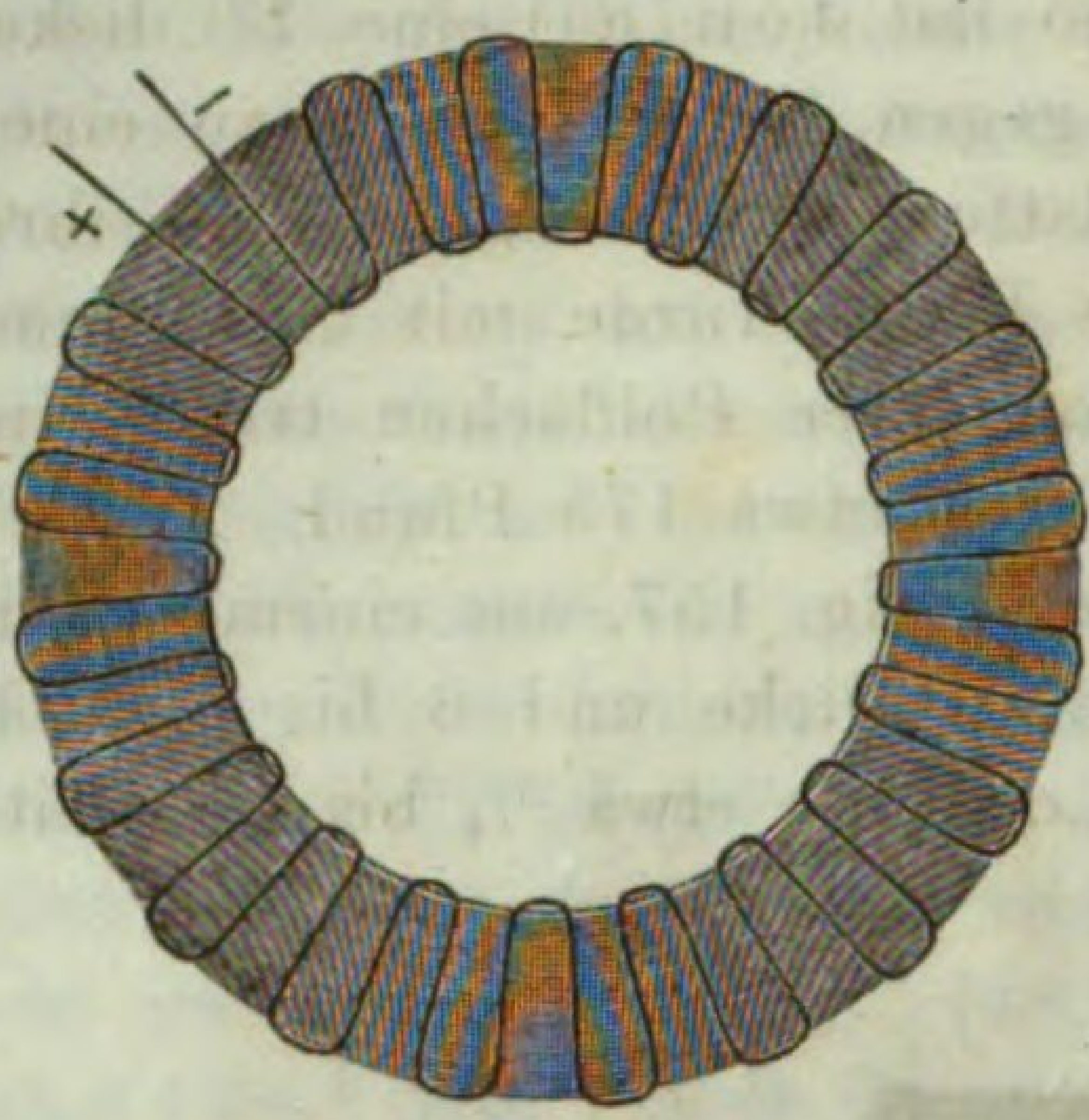


Fig. 158 b.



Fig. 159.



grosse Messingplatte wie die des Magnetes benutzt, auf die entsprechend den rinnenförmigen kleinen Magneten parallelepipedische Eisenstücke geschraubt waren.

Abgeänderte Formen dieser Magnete, bei denen man namentlich eine grosse Tragkraft erzielen wollte, sind in grosser Zahl angegeben worden; so z. B. der Magnet von M. Roberts[1]), Fig. 159, welcher aus einer mit parallelen Einschnitten versehenen Eisenplatte besteht, in welche die Drathwindungen eingelegt sind, und gegen die eine zweite Platte als Anker gegenliegt; oder der Magnet von Radford, bei dem eine kreisförmige Eisenplatte als Magnet benutzt wird, in welche eine Rinne in Form einer flachen Spirale eingegraben wird, in welche ein Drath eingelegt wird, der auch nachher um die Peripherie der Platte umgewunden wird. Auch hier dient eine zweite Eisenplatte als Anker u. s. f.

Statt zweier Schenkel kann man einem Hufeisen auch drei und mehrere Schenkel geben, und dasselbe so aus einer beliebigen Anzahl von parallelen Eisenstäben bilden, welche alle neben einander auf eine Eisenplatte aufgeschraubt oder an einander geschweisst sind und abwechselnd in entgegengesetzter Richtung mit Drath umwickelt werden. Wird dann der Strom durch letzteren geleitet, so erhalten die abwechselnden Schenkel entgegengesetzte Polarität. (*Aimants bi-, tri- et multifurqués* von Nicklès[2]). Auch hier kann man die Drathwindungen auf einzelnen Schenkeln fortlassen oder sie verschieden vertheilen.

[1]) Roberts, Sturgeon's Ann. of El. T. VI, p. 166. 1841; Radford ibid. p. 231.

[2]) Nicklès, Institut. 8. Dec. 1852, Ann. de Chim. et de Phys. [2] T. XXXVII, p. 399. 1853.* l. c., Les électro-aimants. Paris 1860.* — Eine eigene Nomenclatur hat Nicklès für diese verschiedenen Sorten der Elektromagnete erfunden. Er nennt die Stabmagnete (électro-aimants à branches), seien sie geradlinig oder in Hufeisenform,

Während bei diesen Magneten nur der innere Raum der Drathspiralen 247
einen Eisenkern umschliesst, haben Guillemin[1]) und Romershausen[2]) auch die äussere Fläche derselben mit einer Eisenhülle umgeben. Der so gebildete „Glockenmagnet“ Romershausen's, Fig. 160, besteht aus einem Cylinder von weichem Eisen von 9 Millimeter Durchmesser und 84 Millimeter Länge, der von einer Drathspirale umgeben ist. Dieselbe ist von einem genau passenden Eisenblechcylinder von 2 Millimeter Dicke umschlossen, dessen eines Ende mit dem Ende des Eisencylinders in der Spirale durch eine genau aufgeschliffene Eisenplatte verbunden ist. Auch auf das andere Ende des Eisencylinders wird eine eben solche Platte

Fig. 160.



Fig. 161.

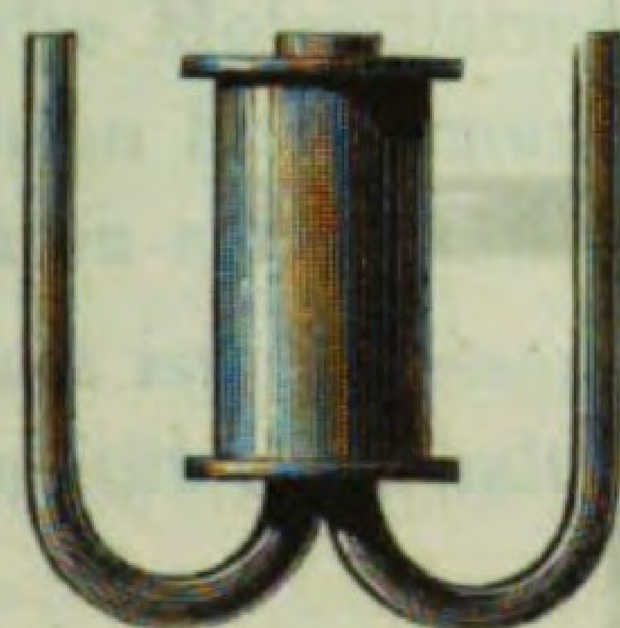
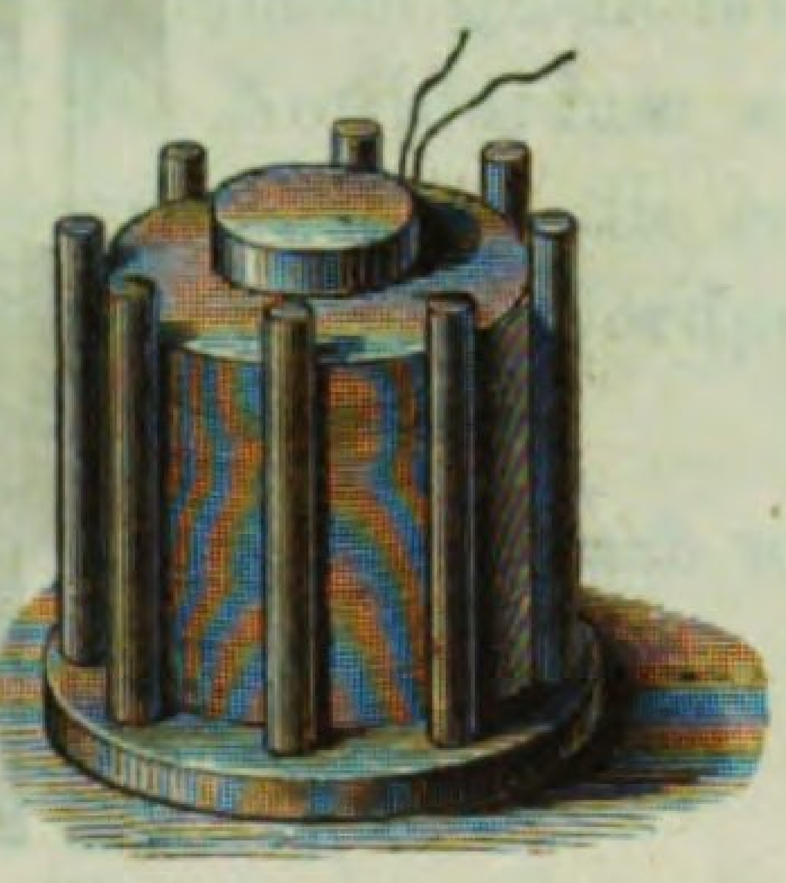


Fig. 162.



als Anker gelegt. — Während der innere Eisenkern für sich beim Hindurchleiten eines Stromes eines Bunsen'schen Elementes nur 6 Loth trug, trug derselbe mit der Blechhülle zusammen 384 Loth.

Bei diesen Magneten kann man nach Nicklès die äussere Hülle der Spirale auch durch eine Anzahl von zwei oder mehreren Eisenstäben, Fig. 161 und 162, ersetzen, welche rings um die Spirale gestellt sind, und unterhalb zusammengeschweisst oder auf eine Eisenplatte geschraubt sind, welche auch den inneren Eisenkern der Spirale trägt.

Andere Formen sind die zuerst von Weber[3]) construirten Radmag- 248
nete oder circulären Magnete, welche im Wesentlichen aus einem

oder mit mehreren Schenkeln versehen: geradlinig, bifurqué, trifurqué, multifurqué; sind die Pole der ersten beiden Sorten gleich oder verschieden stark polarisirt, so heissen sie isodynam oder heterodynam; sind sie durch eine oder mehrere Spiralen erregt, mono-, di-, polyknem; sind die Spiralen abwechselnd in gleichem oder entgegengesetztem Sinne gewunden, entstehen also Folgepunkte oder nicht, so heissen die Magnete epallel oder enallel, wo im letzten Falle die Pole an den Enden wieder isonom oder antinom sein können, wenn die Zahl der Spiralen gerade oder ungerade ist. Bei den circulären und paracirculären Magneten unterscheidet Nicklès mono-, di-, ossa-, esso-, pleokneme Magnete, je nachdem die Zahl der Magnetisirungsspiralen 1, 2, ebenso gross, kleiner oder grösser ist als die der Scheiben, an deren Rändern die Pole entstehen. Auch hier können die Radmagnete wie die él.-aim. à branches epallel oder enallel, iso- oder heterodynam, und an den Rändern uni- oder bipolar sein u. s. f. Auf diese Weise theilt Nicklès die Elektromagnete in 12 Familien, 38 Genera, 1 Subgenus (eine eiserne Schraube, in deren Gänge die Magnetisirungsspirale gewunden ist), 71 Arten, viele Varietäten u. s. f. ein. — [1]) Guillemin, Compt. rend. T. XXII, p. 433. 1846.* — [2]) Romershausen, Dingl. Journ. Bd. CXX, S. 358. 1850. — [3]) W. Weber, Resultate 1840. S. 50.*

Eisencylinder bestehen, in den eine oder mehrere peripherische Rinnen eingedreht sind, in welche Windungen von übersponnenem Kupferdrath eingelegt sind, Fig. 163 a u. 163 b. Die zu beiden Seiten jeder Windungslage befindlichen peripherischen Stellen des Cylinders haben dann je nach der Richtung der Windungen entgegengesetzte Polarität und ziehen quer über sie gelegte Eisenschienen an.

Fig. 163 a.



Fig. 163 b.

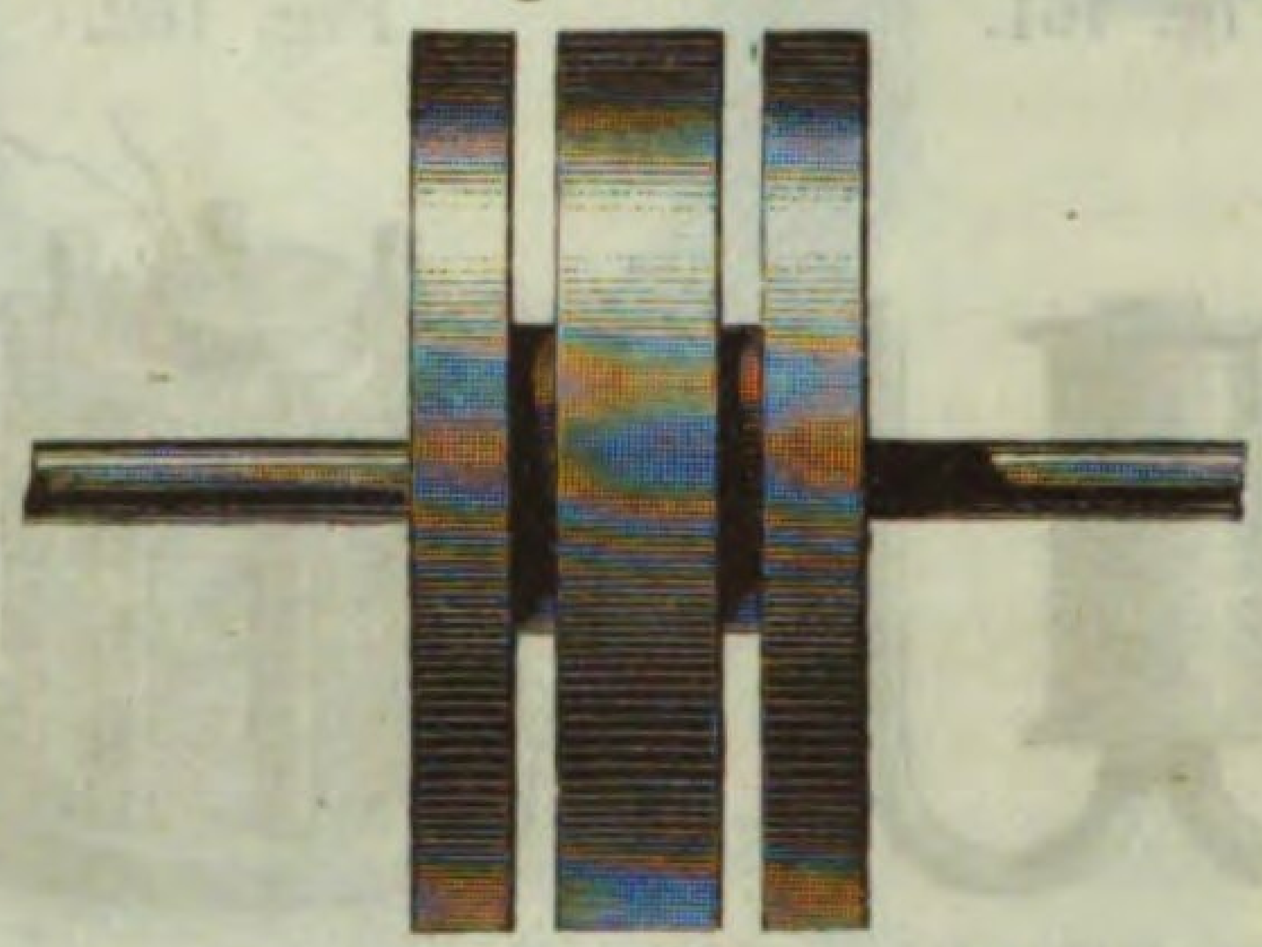
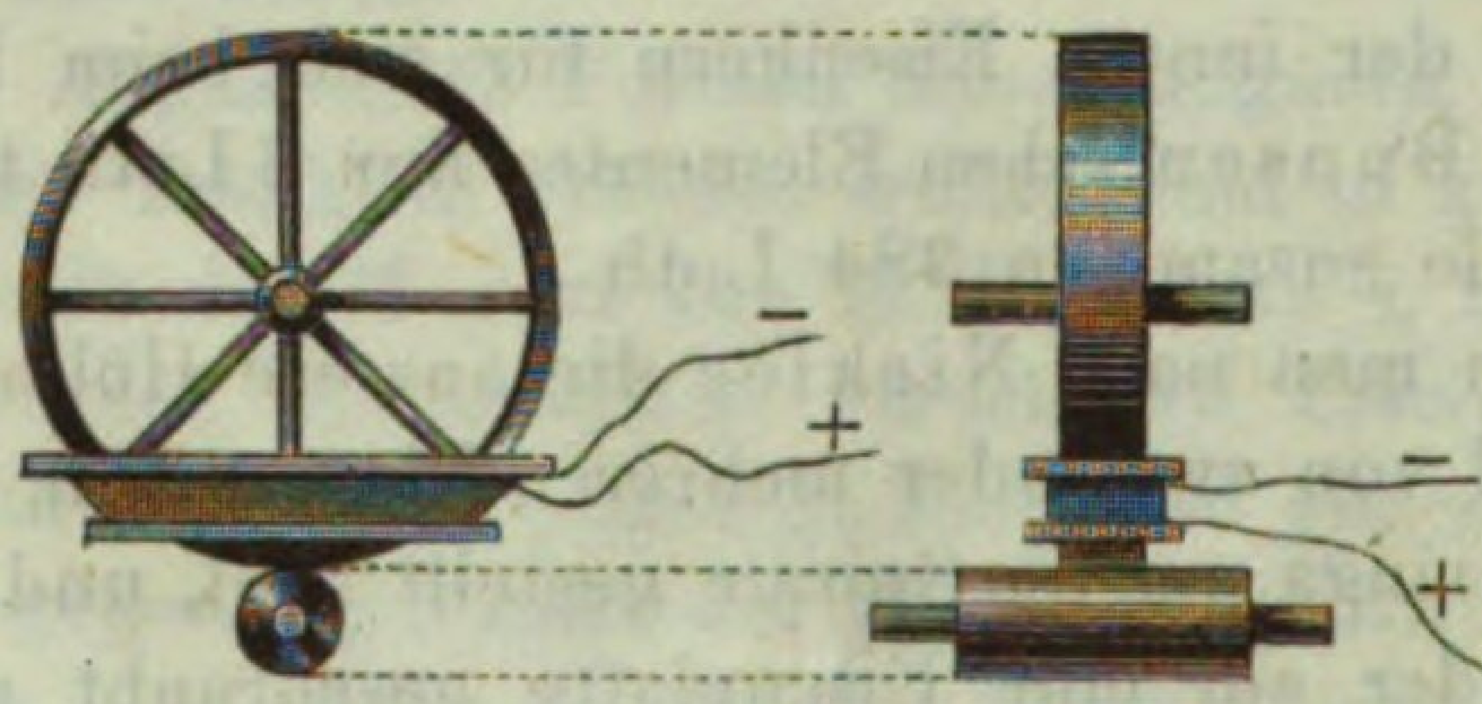


Fig. 164.



In einer anderen Weise hat Nicklès[1]) diese Polarität an dem Umfange von Eisenscheiben hervorgebracht, indem er kreisförmige Eisenscheiben oder Räder, Fig. 164, die um eine Axe drehbar waren, durch eine Anzahl von Drathwindungen hindurchgehen liess, welche in der Richtung von Sehnen der Eisenscheiben gewunden waren. Man konnte dadurch bewirken, dass die Scheiben an einem oder mehreren Punkten der Peripherie die entgegengesetzte Polarität, wie in ihrem Centrum, zeigten. Auch mehrere Eisenscheiben wurden auf eine gemeinsame Eisenaxe gestellt und erhielten ebenfalls, indem sie alle durch ähnliche Drathwindungen hindurchliefen, an ihren Peripherieen entgegengesetzte Polaritäten. (Vgl. im Capitel magnetische Reibung.) Nicklès nennt diese Magnete „paracirculäre Magnete“.

III. Verhalten von Magneten und Elektromagneten, deren Axe keine in sich geschlossene Curve bildet.

1. Experimentelle Bestimmungsmethoden.

Wir wenden uns nun zur experimentellen Bestimmung der magnetischen Momente der Körper als Ganzes und in ihren einzelnen Theilen,

[1]) Nicklès, Brévet d'invention 1851; Electro-aimants. Paris 1860. p. 137.*

und betrachten dabei zuerst die Magnete, deren magnetische Axen nicht eine in sich geschlossene Curve bilden, also vorzüglich geradlinige Stäbe.

Bei der experimentellen Untersuchung des Verhaltens dieser Körper wird man nur dann möglichst einfache Resultate erhalten, wenn man auf alle Theile derselben die magnetisirenden Kräfte in gleicher Richtung und Intensität wirken lässt.

Wir besitzen verschiedene Mittel, durch welche wir dies erreichen können.

Einmal können wir die Körper nur dem Einflusse des Erdmagnetismus aussetzen. Die magnetisirende Kraft wirkt dann auf die einzelnen Moleküle der Körper in der Inclinationsrichtung. Die magnetischen Fluida in denselben werden in dieser Richtung in bestimmten Quantitäten geschieden, so dass das Südfluidum sich nach oben, das Nordfluidum sich nach unten wendet, oder die Molekularmagnete werden durch die erdmagnetische Kraft so um ihren Schwerpunkt gedreht, dass ihre Nordpole mehr oder weniger nach unten sich wenden.

Die magnetisirende Kraft ist in diesem Falle indess nur schwach und nicht in verschiedener Intensität zu erhalten.

Man könnte auch die Körper in etwas grösserer Entfernung von dem einen Pole eines grossen geradlinigen Elektromagnetes, z. B. eines 5 bis 10 Centimeter dicken und 40 bis 60 Centimeter langen in einer Drathspirale liegenden Eisenstabes, aufstellen. Die vom Magnete auf den Körper ausgeübte Kraft ist dann, wenn letzterer nicht sehr gross ist, für die dem Magnete näheren und entfernteren Theile dieselbe. Indess wäre sie immer wegen der grösseren Entfernung des Körpers vom Magnete nur klein. 250

Besser würde man die Körper zwischen die beiden entgegengesetzten Pole eines kräftigen Magnetes oder Elektromagnetes bringen.

Zu diesem Zwecke kann man sich namentlich der Fig. 153 und 156 abgebildeten Elektromagnete bedienen. Verdet[1]) hat nachgewiesen, dass die magnetische Kraft, mit welcher diese Magnete bei Auflegen von prismatischen Ankern (Fig. 155) auf die zwischen ihre Pole gebrachten Körper wirken, in einem ziemlich bedeutenden Raum, nur nicht gerade unmittelbar an den Polflächen, constant ist. Auch hier ist indess das Feld nur klein, in welches die Körper gebracht werden können, so dass diese Methode für grössere Körper kaum anwendbar ist. Auch ist die Untersuchung ihres magnetischen Momentes wegen der starken magnetischen Wirkungen der Pole des Magnetes selbst nur mit einer gewissen Schwierigkeit auszuführen.

1) Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XLI, p. 377. 1854* (vergl. das Capitel: Drehung der Polarisationsebene).

251 Besser ist es, die Magnetisirung der Körper durch galvanische Ströme zu bewirken.

Wir haben schon §. 142 angeführt, dass die Kraft, mit der eine vom Strom durchflossene Spirale, deren Länge mindestens 40 mal grösser ist, als ihr Durchmesser, auf ein in ihrer Axe liegendes magnetisches Theilchen in der Richtung der Axe selbst wirkt, nur um $^1/_{100}$ sich ändert, wenn das Theilchen von der Mitte der Spirale etwa um $^7/_{16}$ ihrer Länge gegen ihre Enden hin verschoben wird.

Legt man daher Körper von wesentlich linearen Dimensionen in die Mitte einer Spirale ein, die wenigstens 40 mal länger ist als die Stäbe, und deren Durchmesser gegen den der Stäbe bedeutend ist, so ist die Kraft, mit der die in den einzelnen Molekülen enthaltenen magnetischen Fluida von einander geschieden werden, oder die magnetischen Moleküle aus ihrer gewöhnlichen Gleichgewichtslage in diejenige überführt werden, bei welcher ihre Axen der Axe der Spirale mehr oder weniger parallel werden, an allen Theilen der Stäbe nahezu gleich. Man pflegt diese Kraft mit dem Namen der elektromagnetischen Scheidungskraft zu bezeichnen.

Ist die Spirale nicht sehr weit im Verhältnisse zu dem Durchmesser der in ihrer Axe liegenden Stäbe, so werden nach den Betrachtungen des §. 146 u. flgde. die einzelnen magnetischen Theilchen der Stäbe, welche nicht in der Axe der Spirale liegen, ausser in der Richtung der Axe der Spirale, noch durch Kräfte sollicitirt, welche gegen die ihnen zunächst liegenden Seiten der Spirale gerichtet sind, und die um so stärker sind, je näher die Theilchen diesen Seiten liegen. Dann ist also die Richtung der magnetisirenden Kräfte nicht mehr annähernd dieselbe.

252 Man kann indess nach Neumann diesen Zweck mit sehr grosser Annäherung erreichen, wenn man einen ähnlichen Kunstgriff anwendet, wie bei der Construction der Gaugain'schen Tangentenboussole. Wir haben §. 148 erwähnt, dass wenn man zwei gleiche und in gleicher Richtung vom Strom durchflossene Drathkreise parallel einander gegenüberstellt, so dass ihre Ebenen um die Länge ihres Radius von einander entfernt sind, in einem in der Mitte zwischen beiden Stromkreisen liegenden kugelförmigen Raum, dessen Radius nur $^1/_4$ — $^1/_5$ des Radius der Drathkreise beträgt, die Componente der magnetischen Kraft, welche in der auf der Ebene der Kreise verticalen Richtung wirkt, sich nur sehr wenig ändert, die Componente, welche parallel den Ebenen wirkt, aber nur höchstens $^1/_{400}$ der ersteren beträgt. Man kann also in diesem kugelförmigen Raum die magnetisirende Kraft als constant ansehen. Durch Vermehrung der Zahl der Drathkreise nach dem §. 148 mitgetheilten Gesetze kann dieser letztere Zweck noch vollständiger erreicht werden.

253 Leider hat man nur in sehr wenigen Versuchsreihen sich bemüht, durch das eine oder andere der oben erwähnten Hülfsmittel die magnetisirende Kraft auf alle Theile der magnetischen Körper in gleicher Inten-

sität und Richtung wirken zu lassen. Nur in den Fällen, wo die Gestalt der magnetisirten Körper nicht wesentlich in Betracht kommt, wo man also z. B. nur die allgemeineren, mehr qualitativen Verhältnisse der Magnetisirung, oder den Einfluss der Intensität der magnetisirenden Kraft auf die Stärke des in einem Körper erregten Magnetismus bei sonst gleich bleibenden Umständen erforschen will, kann man daher allgemeiner gültige Resultate aus den experimentellen Ergebnissen vieler Beobachter ableiten. Wo man aber den Einfluss der Gestalt der Körper auf ihre Magnetisirung untersuchen wollte, ohne obigen Bedingungen Genüge zu leisten, konnten selbst die zahlreichsten und sorgfältigsten Beobachtungen durchaus nicht zu allgemeineren Gesetzen führen. Hieraus erklären sich die Verschiedenheiten der Gesetze, welche verschiedene Physiker in diesem Gebiete gefunden haben wollen.

Die meisten der im Folgenden aufgeführten Resultate bewahren daher leider nur gerade unter den besonderen Bedingungen jedes Versuches ihre Richtigkeit, und haben so nur eine beschränkte wissenschaftliche Bedeutung, obgleich ihnen ein praktischer Werth für die Constrution elektromagnetischer Maschinen u. dgl. m. nicht abzusprechen ist.

Die Bestimmung des Magnetismus von Körpern kann geschehen, in- 254
dem man das magnetische Moment derselben als Ganzes auf die eine oder andere Weise misst, oder indem man das magnetische Moment ihrer einzelnen Theilchen untersucht.

Das magnetische Moment eines temporär und permanent magnetischen Körpers, z. B. eines Stabes, dessen magnetische Hauptaxe mit seiner Längsrichtung zusammenfällt, kann hauptsächlich in folgenden verschiedenen Weisen bestimmt werden:

1. Man stellt den Körper, während er sich unter dem Einfluss der magnetisirenden Kraft befindet, also z. B. in einer von Strom durchflossenen Magnetisirungsspirale liegt, so auf, dass seine magnetische Axe senkrecht gegen die Richtung des magnetischen Meridians liegt. In der Verlängerung der Axe stellt man, am besten in einer grösseren Entfernung, eine auf einer Spitze oder besser an einem Coconfaden schwebende Magnetnadel oder einen kleinen in einer dicken Kupferhülse schwebenden magnetisirten Stahlspiegel auf, und beobachtet die Ablenkungen dieses Magnetes einmal unter Einfluss der magnetisirenden Kraft allein, z. B. der Magnetisirungsspirale für sich, dann unter dem Einflusse der letzteren und des eingelegten magnetischen Körpers; endlich noch einmal nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft des die Spirale durchfliessenden Stromes.

Aus den Ablenkungen α_I, α_{II}, α_{III} der Magnetnadel kann man nach den Anleitungen der §§. 157 u. flgde. die magnetischen Momente M_I, $M_I + M_{II}$, M_{III} berechnen, mit denen die magnetisirende Kraft (die Magnetisirungsspirale) allein, dieselbe vereint mit dem in ihr befindlichen temporär magnetisirten Körper, endlich der durch den Strom permanent magnetisirte Körper auf die Nadel wirkt. Ist die horizontale Compo-

nente T des Erdmagnetismus in absolutem Maasse ausgedrückt, so erhält man jene Momente auch in absolutem Maasse, und zwar ist, wenn der Abstand r der Nadel von der Mitte des magnetisirten Körpers gegen seine Dimensionen bedeutend ist:

$$M_I = \tfrac{1}{2} r^3\, T\, tg\, \alpha_I, \qquad M_I + M_{II} = \tfrac{1}{2} r^3\, T\, tg\, \alpha_{II},$$
$$M_{III} = \tfrac{1}{2} r^3\, T\, tg\, \alpha_{III}.$$

Die letzte dieser Gleichungen giebt direct das magnetische Moment des permanent magnetisirten Körpers; die Differenz der beiden ersten

$$M_{II} = \tfrac{1}{2} r^3\, T\, (tg\, \alpha_{II} - tg\, \alpha_I)$$

das Moment des temporär magnetisirten Körpers. Man bezeichnet diese Art der Messung des magnetischen Momentes eines Körpers auch wohl mit dem Namen der Messung seines freien (nach aussen wirkenden) Magnetismus.

2. Weniger für temporär, als für permanent magnetisirte Körper könnte man auch durch Messung ihrer Schwingungsdauer t und Bestimmung ihres Trägheitsmomentes K ihr magnetisches Moment in absolutem Maasse ausdrücken. Dasselbe wäre nach §. 156

$$M = \frac{\pi^2 K}{t^2 T}.$$

Indess ist diese Methode weniger bequem als die zuerst angeführte.

255 3. Auch kann man das magnetische Moment eines Körpers bestimmen, indem man auf einen in die ostwestliche Richtung gelegten horizontalen Maassstab eine Magnetnadel stellt, auf dem Maassstab von der einen Seite den magnetischen Körper gegen die Nadel schiebt, so dass seine Axe in die Ostwestlinie fällt und nun die abgelenkte Nadel durch Heranschieben eines Magnetstabes von bekanntem Moment von der anderen Seite her in den magnetischen Meridian zurückführt (vgl. §. 225).

Ist der Abstand der Mitte der magnetischen Axe des Körpers und Magnetstabes von der Magnetnadel gleich r und r_I, sind die Abstände der Pole derselben, also die Längen der magnetischen Axen $2\,a$ und $2\,a_I$, die an den Polen angehäuften Magnetismen $\pm m$ und $\pm m_I$, so ist

$$\frac{4\, r a m}{(r^2 - a^2)^2} = \frac{4\, r_I a_I m_I}{(r_1^2 - a_1^2)^2}.$$

Bezeichnet man die magnetischen Momente des Körpers und Stabes $2\,am = M$, $2\,a_I m_I = M_I$, so findet man

$$M = \frac{r_1}{r} \left(\frac{r^2 - a^2}{r_1^2 - a_1^2}\right)^2 M_I.$$

Ist der elektromagnetische Körper durch eine magnetisirende Kraft, z. B. eine vom Strome durchflossene Spirale temporär magnetisirt, so hat man erst das Moment der Spirale allein zu bestimmen, und dieses von dem nachher bestimmten gemeinsamen Moment der Spirale und des magnetisirten Körpers zu subtrahiren. — Einfacher würde immer die directe

Bestimmung des magnetischen Momentes aus der Ablenkung der Magnetnadel selbst sein.

4. Man kann auch die Körper an den einen Arm einer elektromagnetischen Wage hängen, und durch Gegengewichte die Kraft bestimmen, mit der sie in eine unterhalb aufgestellte vom Strom durchflossene Spirale hineingezogen werden. Bei permanent magnetisirten Körpern, z. B. magnetisirten Stahlstäben, würden indess durch die von der Spirale selbst ausgehende temporäre Magnetisirung derselben Ungenauigkeiten entstehen, und ausserdem bei verschieden langen und dicken Stäben die Wirkung auf beide Pole derselben nur durch eine complicirte Rechnung zu finden sein. Für temporär magnetisirte Körper, z. B. Eisenstäbe, welche unter Einfluss der Spirale selbst magnetisch werden, gilt derselbe Umstand; die magnetisirende Wirkung auf ihre verschiedenen Punkte ist sehr verschieden, so dass man nur bei stets gleicher Stellung derselben gegen die Spirale mit Sicherheit die Zunahme ihres magnetischen Momentes M mit der Zunahme der Intensität I des Stromes in der Spirale vergleichen könnte. Die zum Festhalten der Stäbe in ihrer Lage erforderlichen Gewichte G wären dann 256

$$G = const\, M \,.\, I.$$

5. Man legt die Körper in eine Drathspirale ein, deren Enden mit einem Galvanometer verbunden sind. Man erregt nun den Magnetismus des Körpers plötzlich durch irgend eine magnetisirende Kraft, welche in der Richtung der Axe der Spirale wirkt, z. B. durch einen galvanischen Strom, welchen man durch eine der ersten Spirale concentrische Magnetisirungsspirale leitet. Es entsteht nun in der ersten Spirale ein momentaner Inductionsstrom, durch welchen die Nadel des Galvanometers abgelenkt wird. Dieser Strom, dessen Intensität I_a sei, ist aus zwei Theilen zusammengesetzt: einmal aus einem Strom von der Intensität I, der proportional ist der Intensität i des durch die Magnetisirungsspirale geleiteten Stromes, und einem Strom von der Intensität I_I, der proportional ist dem im magnetisirten Körper in der Richtung der Axe der Spirale erzeugten magnetischen Moment M, oder wie man auch wohl sagt, dem totalen Magnetismus M desselben. 257

Wir haben demnach

$$I_a = I + I_I = const\, i + const\, M.$$

Beobachtet man vor diesem Versuch direct die Intensität I des Inductionsstromes, wenn der magnetisirende Strom plötzlich durch die Magnetisirungsspirale geleitet wird, ohne dass der magnetisirte Körper sich in ihr befindet, so ist $I = const\, i$, also $M = (I_a - I)\, const.$

Hebt man nach dem Magnetisiren des der Einwirkung der Magnetisirungsspirale unterworfenen Körpers den Strom in derselben plötzlich auf, so entsteht wiederum ein dem ersten entgegengesetzter Inductionsstrom von der Intensität I_b, der wieder zusammengesetzt ist aus dem beim Verschwinden des Stromes der Magnetisirungsspirale inducirten Strom

von der Intensität I, den man vor dem Einlegen des magnetisirten Körpers in dieselbe direct bestimmen kann, und aus einem Inductionsstrom, der durch Verschwinden eines Theiles M_{II} des magnetischen Momentes des Stabes inducirt ist. Man hat dann wieder

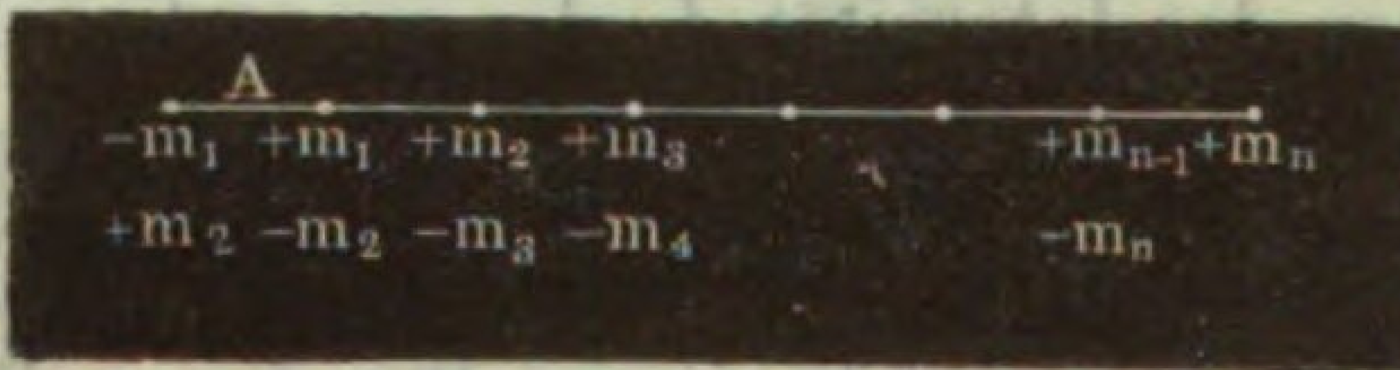
$$M_{II} = (I_b - I)\,const.$$

Der Werth M_{II} entspricht der Differenz des temporären und permanenten magnetischen Momentes des Stabes, oder wie man auch sagt, der Differenz zwischen dem totalen temporären und permanenten Magnetismus des Körpers.

Wir haben nachzuweisen, inwiefern wirklich die Beobachtung der beim Entstehen und Vergehen der Magnetisirung eines Stabes erzeugten Inductionsströme dem in ihm erzeugten oder verlorenen magnetischen Moment entspricht.

Gehen wir hier wie in den folgenden Paragraphen von der Vorstellung der magnetischen Fluida aus, welche wir nach §§. 95 u. flgde. ohne Aenderung der Resultate für die Annahme von Molekularströmen setzen können, so entspricht die Intensität der durch die Magnetisirung des magnetischen Körpers allein in jedem Theil der Inductionsspirale erregten elektromotorischen Kraft der Quantität $\pm\mu$ der magnetischen Fluida, welche in dem unter derselben befindlichen magnetischen Elemente des magnetisirten Körpers von einander geschieden worden sind, multiplicirt mit der Entfernung ϱ, welche jene Fluida dabei in dem Elemente erhalten, also dem Product $\mu\varrho$, d. h. dem magnetischen Moment des Elementes [1]. Denken wir uns nun die Elemente so auf die Grösse $\triangle x$ verlängert, dass ihre Enden einander unmittelbar berühren, und die Fluida in ihnen in demselben Verhältniss auf $\pm m$ verringert, so bleibt ihre Wirkung ungeändert, da die magnetischen Momente derselben $\mu\varrho = m \triangle x$ ungeändert geblieben sind. — Sind nun die an den Enden der Elemente $\triangle x$ des Stabes aufgehäuften Fluida von der Mitte A des Stabes an bis zu seinen Enden hin $\pm m_1$ $\pm m_2$ $\pm m_3$ $\pm m_n$, Fig. 165, so sind die magnetischen Momente des ganzen Stabes, welche durch diese Fluida erzeugt werden, gleich dem doppelten Product ihres Abstandes von dem Mittelpunkt des Stabes mit ihrer Menge, also resp. gleich 2 mal:

Fig. 165.



$$\begin{aligned}
&\tfrac{1}{2}\triangle x\,(m_1 - m_2)\\
+&\tfrac{3}{2}\triangle x\,(m_2 - m_3)\\
+&\tfrac{5}{2}\triangle x\,(m_3 - m_4)\\
&\vdots\\
+&\frac{2n-3}{2}\triangle x\,(m_{n-1} - m_n)\\
+&\frac{2n-1}{2}\triangle x\,m_n.
\end{aligned}$$

[1]) Vergl. van Rees, Pogg. Ann. Bd. LXX, S. 15. 1847.*

Addiren wir diese Momente, so erhalten wir das Moment des ganzen Stabes zu

$$M = 2 \triangle x \left(\frac{m_1}{2} + m_2 + m_3 + \cdots m_n\right).$$

Das magnetische Moment des ganzen Stabes ist also gleich der Summe der magnetischen Momente seiner einzelnen Theile, also auch der gesammten elektromotorischen Kraft und der Gesammtintensität des in der Inductionsspirale erzeugten Stromes.

Wollten wir von der Anschauung permanenter Molekularmagnete ausgehen, welche bei der Magnetisirung gedreht werden, so würde wiederum die Intensität des Inductionsstromes der Summe der Projectionen der Momente sämmtlicher Molekularmagnete auf die Axe des Stabes nach seiner Magnetisirung, d. i. wie vorher seinem magnetischen Moment proportional sein. — Ebenso ist dann auch beim Aufheben der Magnetisirung des Stabes die durch den Inductionsstrom gemessene Differenz des totalen und zurückbleibenden permanenten Magnetismus proportional der Differenz des temporären und permanenten magnetischen Momentes des Körpers, also den Producten der Quantität der magnetischen Fluida, welche sich in seinen Theilen wieder vereinen, multiplicirt mit den von ihnen zurückgelegten Wegen, oder der Abnahme der Projection der magnetischen Momente der Theilchen auf die Axe des Körpers, wenn sie nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft durch die Molekularkräfte zum grossen Theil wieder in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückkehren.

Da man so durch die Ablenkung einer dem magnetisirten Körper gegenübergestellten Magnetnadel und die Inductionsströme stets nur das magnetische Moment des Körpers bestimmt, so scheint es unstatthaft, einen Unterschied zwischen dem durch beide Methoden gemessenen „freien und totalen" Magnetismus aufzustellen, da beide nur Namen desselben auf verschiedenem Wege beobachteten magnetischen Momentes sind.

Zur Bestimmung des Magnetismus der einzelnen Theile eines magne- 258
tischen Körpers, z. B. der verschiedenen Querschnitte eines longitudinal magnetisirten Stabes, kann man im Wesentlichen dieselben Methoden, wie zur Bestimmung des magnetischen Momentes des ganzen Körpers verwenden.

Einmal kann man über die verschiedenen Stellen des magnetisirten Stabes eine kurze Drathrolle schieben, deren Enden mit dem Galvanometer verbunden sind. Ist der Stab mit einer Magnetisirungsspirale umgeben, so wird ganz analog, wie in §. 257, der beim Schliessen und Oeffnen des sie durchfliessenden Stromes in der ersten Rolle inducirte Strom im ersten Fall dem erzeugten temporären magnetischen Moment des unter ihr befindlichen Theiles des Stabes, im letzten Fall dem ver-

[1]) van Rees l. c.

schwundenen Moment desselben, d. i. der Differenz seines temporären und permanenten Momentes entsprechen. Wir haben hierbei selbstverständlich die inducirende Wirkung der Spirale selbst abzuziehen. Wir nehmen dabei an, dass nur die gerade unter der Drathrolle befindlichen Theile des Stabes auf dieselbe inducirend wirken.

Man kann auch die Drathrolle einfach auf die verschiedenen Stellen des temporär oder auch permanent magnetisirten Stabes schieben, und sie dann plötzlich ganz von dem Stabe herunterziehen. Der Inductionsstrom bildet sich hier gerade ebenso, als wenn die unter der Spirale in ihrer ersten Lage befindlichen Theile des Stabes plötzlich unmagnetisch geworden wären; und entspricht also wiederum dem magnetischen Moment derselben.

259 Man kann ferner die Wirkung der einzelnen Stellen des magnetisirten Stabes auf eine ausserhalb befindliche horizontal schwebende Magnetnadel bestimmen, indem man einmal den Stab mit seiner magnetischen Axe in der durch die Axe der Nadel gelegten Verticalebene vertical aufstellt, und die Nadel dicht vor den einzelnen Stellen desselben schwingen lässt. Bestimmt man die Schwingungszahlen der Nadel N und N_1 erst nur unter Einfluss des Erdmagnetismus und dann bei Annäherung des verticalen Stabes, und nimmt an, dass nur die der Nadel zunächst liegenden Theile desselben auf sie wirken, so ergiebt sich die Wirkung auf die Nadel proportional dem Werth $N_1^2 - N^2$.

Man kann auch den verticalen, magnetischen Stab in verschiedener Höhe von Ost oder West her dem einen Pol der Nadel nähern und ihre Ablenkung α bestimmen, wo dann die Wirkungen der der Nadel zunächst liegenden Stellen des Stabes dem Werth $tg\,\alpha$ proportional sind.

Endlich könnte man auch die an einem Faden hängende horizontale Magnetnadel unten durch ein angehängtes Gewicht beschweren, und sie so den verschiedenen Stellen des horizontal hingelegten Stabes nähern. Ihr einer Pol würde zum Stab hingezogen und die Nadel folgte mit ihrer Masse dieser Anziehung. Man könnte aus dem Winkel φ, um den der Aufhängungsfaden hierbei aus der Verticale abgelenkt wird, die Wirkung der dem Magnetpol gegenüberliegenden Stelle des Stabes auf letzteren bestimmen. Dieselbe wäre wiederum proportional $tg\,\varphi$.

Sind die magnetisirten Körper in einer Magnetirungsspirale befindlich, so wird man zuerst die Wirkung der Spirale allein an ihren verschiedenen Stellen, sodann die der Spirale mit dem magnetisirten Körper auf die Magnetnadel bestimmen, und durch Subtraction der zuerst erhaltenen Werthe die Wirkung des Körpers allein messen. So könnte man die Vertheilung der magnetischen Wirkung nach aussen sowohl bei temporären, als bei permanenten Magneten bestimmen.

260 Stellen wir uns bei all diesen Versuchen vor, dass nur der unmittelbar der Magnetnadel gegenüberliegende Theil des magnetisirten Körpers

auf dieselbe wirkt, so wird sich diese Wirkung auf folgende Bedingungen zurückführen lassen:

Wir wollen uns der Einfachheit halber einen linearen Magnetstab vorstellen. Hätten alle Theilchen desselben ein gleiches magnetisches Moment, so würden sich offenbar ihre Wirkungen nach aussen, mit Ausnahme der äussersten Enden des Stabes neutralisiren. Nur dadurch, dass ein Theilchen an seiner Berührungsstelle mit dem benachbarten einen Ueberschuss an magnetischem Fluidum besitzt, kann daselbst eine Wirkung nach aussen stattfinden.

Bezeichnet man das magnetische Moment eines von der Mitte eines Magnetstabes um x entfernten, nach seinem Nordpol hin liegenden Theilchens A mit v, das des folgenden um $x + \varDelta x$ entfernten Theilchens mit $v + \varDelta v$, so wird das Quantum der nach beiden Seiten in den Theilchen vertheilten magnetischen Fluida

$$\pm \frac{v}{\varDelta x} \text{ und } \pm \frac{v + \varDelta v}{\varDelta x}$$

sein, wo wir z. B. das Nordfluidum als positiv, das Südfluidum als negativ bezeichnen. An der Berührungsstelle A beider Theilchen bleibt somit das nach aussen wirkende Fluidum

$$u = \frac{v}{\varDelta x} - \frac{v + \varDelta v}{\varDelta x} = -\frac{\varDelta v}{\varDelta x} \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Sind die Theilchen unendlich klein, so kann man an Stelle der Differenzen die Differentiale setzen; und so ist

$$u = -\frac{dv}{dx} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Der freie Magnetismus ist also der Differentialquotient des magnetischen Momentes nach der der Axe des Stabes entsprechenden x-Axe [1]) (vgl. §. 229). Besitzt der Stab eine seitliche Ausdehnung, so werden in einer gegen die Axe des Stabes durch das Theilchen A gelegten Ebene alle Moleküle in ähnlicher Weise sich verhalten; wenn auch die Quanta der in denselben vertheilten Fluida mit ihrem Abstand von der Axe sich ändern. Es wird demnach allgemein in jedem Querschnitt des Stabes der freie nach aussen wirkende Magnetismus

$$\Sigma u = -\Sigma \frac{dv}{dx} = -\frac{d \Sigma v}{dx} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Die Umstellung der Zeichen Σ und d ist gestattet, da die Summation von der Differentiation durchaus unabhängig ist.

Setzen wir

$$\Sigma u = y \delta x, \; \Sigma v = z \delta x,$$

wo δx die Grösse des Querschnittes bezeichnet, so wird auch

1) Rees l. c.

$$y = -\frac{dz}{dx} \text{ und } z = -\int y\,dx \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Diese Formel wird gültig sein für die ganze Länge des Stabes. Nur an den Enden, wo die Wirkungen der freien Magnetismen nicht durch benachbarte entgegengesetzte Fluida zum Theil aufgehoben sind, tritt noch ein bestimmtes Quantum freien nach aussen wirkenden Magnetismus auf.

Man misst also auf diese Weise indirect das mittlere magnetische Moment an jeder Stelle des magnetisirten Stabes.

261 Man kann vermittelst dieser Methode zugleich die Lage der sogenannten Pole des Magnetstabes bestimmen, d. h. der Orte, in denen man sich das über seiner Länge verbreitete Fluidum concentrirt denken kann, um seine Wirkung nach aussen, z. B. auf eine etwas entferntere seitlich aufgehängte Magnetnadel abzuleiten.

Bezeichnet man wie im §. 257 die auf den Enden der einzelnen magnetischen Elemente des Stabes von der Mitte M aus angehäuften Fluida $\pm m_1$, $\pm m_2$, $\pm m_3$... $\pm m_n$, so ist die Summe des auf der einen Hälfte des Stabes verbreiteten, frei nach aussen wirkenden Fluidums:

$$F = +(m_1 - m_2) + (m_2 - m_3) + (m_3 - m_4) \ldots + (m_{n-1} - m_n) + m_n,$$

also im Ganzen $F = m_I$.

Es ist also der freie Magnetismus des ganzen Stabes ebenso gross wie die Menge des in dem in seiner Mitte liegenden Element geschiedenen Fluidums, und also auch dem Moment dieses mittleren Elementes proportional.

Misst man nun durch eine kurze Inductionsspirale das magnetische Moment $\mu = m_I \alpha$ einer kurzen Strecke α in der Mitte des Stabes, so wird

$$m_I = F = \frac{\mu}{\alpha}.$$

Bestimmt man aber das wirkliche Moment M_I des Stabes, sei es durch eine ganz über ihn geschobene Inductionsrolle, sei es durch Schwingungen oder Ablenkungen einer Magnetnadel, so kann man setzen

$$M_I = F \,.\, l_I = \frac{\mu}{\alpha}\, l_I,$$

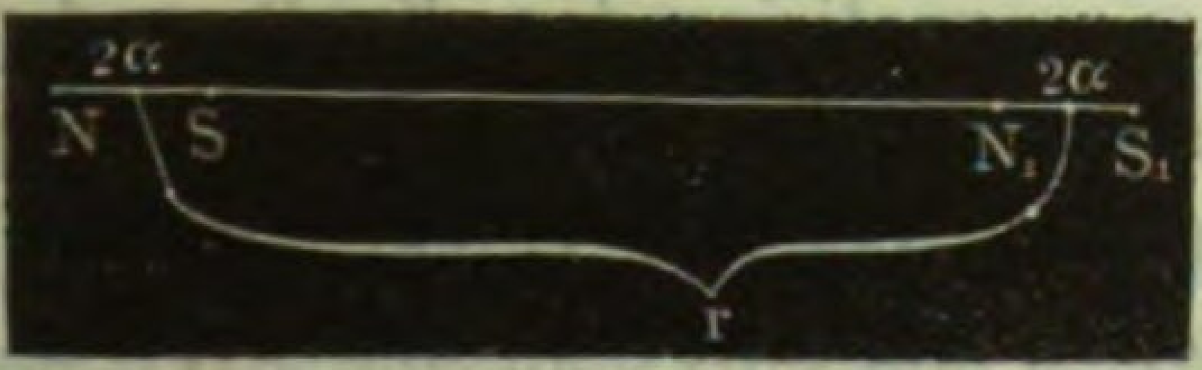
wo l_I der Abstand der Pole des Stabes von einander ist, in welchen Polen wir uns das Fluidum F concentrirt denken, so dass der Stab dasselbe Moment hat, wie in der Wirklichkeit. Dann ist

$$l_I = \frac{\alpha M_I}{\mu}.$$

262 Endlich kann man den Magnetismus eines Körpers an verschiedenen Stellen bestimmen, indem man die Kraft misst, welche erforderlich ist, die

Theilchen desselben an diesen Stellen von einander zu reissen. Um dabei von den die Theile zusammenhaltenden Cohäsionskräften unabhängig zu sein, bildet man den Körper gleich von vornherein aus zwei an einer Stelle sorgfältig an einander geschliffenen und an einander gelegten Stücken, und magnetisirt das so geformte System als Ganzes in irgend einer Weise, sei es temporär oder permanent. Die zum Abreissen des einen Stückes vom anderen erforderliche Kraft kann man durch Gewichte messen, welche man auf dasselbe wirken lässt. Es dient dabei gewissermaassen als Anker des als Magnet zu betrachtenden anderen Stückes und die gemessene Kraft ist die „Tragkraft" des Systems. Nehmen wir, wie es wohl wahrscheinlich ist, an, dass die Moleküle der magnetischen

Fig. 166.



Körper selbst gegen ihre Molekularabstände von einander verschwindend kleine Dimensionen haben, nehmen wir ferner in einem linearen magnetisirten Stabe zwei Moleküle NS und N_1S_1 (Fig. 166) an, deren Mittelpunkte den Abstand r besitzen, deren Länge $2a$, deren magnetische Fluida $\pm m$ sind, so ist die Anziehung derselben:

$$\frac{m^2}{(r-2a)^2}+\frac{m^2}{(r+2a)^2}-\frac{2m^2}{(r)^2}$$

oder mit Vernachlässigung der die höheren Potenzen von a enthaltenden Glieder

$$24\,\frac{m^2a^2}{r^4}.$$

Das magnetische Moment jedes Moleküls ist aber $M=2ma$, so dass die Anziehung wird

$$A=\frac{6M^2}{r^4}.$$

Wären also die beiden an den Molekülen NS und N_1S_1 endigenden Hälften des Stabes nicht durch Cohäsionskräfte verbunden, sondern nur an einander gelegt, so entspräche die zur Trennung derselben erforderliche Kraft d. i. die Tragkraft beider Hälften gegen einander dem Quadrat des magnetischen Moments der Theile des Stabes an der Trennungsstelle. Hierbei ist die Einwirkung der von der Trennungsstelle entfernter liegender Moleküle auf einander vernachlässigt. Bei Körpern, die eine grössere Querausdehnung haben, und an irgend einer Stelle durchschnitten sind, wird die zum Trennen beider Theile erforderliche Tragkraft der Summe der Quadrate der magnetischen Momente aller einander berührender Theilchen an der betreffenden Stelle gleich sein.

Bei der praktischen Ausführung bietet diese Methode in so fern grosse Ungenauigkeiten und liefert Resultate, welche von den eben angeführten häufig abweichen, als man die Entfernung niemals genau gleich gross machen kann, um welche die an einander gelegten Theile eines Kör-

pers von einander abstehen, und dann die Wechselwirkung derselben sich ändert. Man erhält so bei verschiedenen Körpern schwer vergleichbare Resultate.

Auch die Messung der magnetischen Friction, d. i. der Kraft, welche erforderlich ist, um zwei Theile eines magnetisirten Körpers auf einander zu verschieben, bestimmt in gleicher Weise das Quadrat des magnetischen Momentes der einander berührenden Moleküle des Magnetes.

Es ist also ersichtlich, dass man durch alle bisher angegebenen Methoden, sei es direct, sei es indirect, stets das magnetische Moment der magnetisirten Körper als Ganzes oder ihrer einzelnen Moleküle bestimmt.

Wir wollen nun das Moment der nicht in sich geschlossenen Magnete im Ganzen und in ihren einzelnen Theilen betrachten, zuerst wie es abhängig ist von der Intensität der magnetisirenden Kraft und von dem Stoff der Magnete, sodann wie es durch ihre Dimensionen bedingt ist. Wegen der Verwickelung der Resultate bei den Versuchen über die Tragkraft und magnetische Friction wollen wir diese beiden Capitel besonders behandeln.

2. Abhängigkeit der temporären und permanenten Magnetisirung von der magnetisirenden Kraft und dem Stoffe der Magnete.

263 Die Abhängigkeit des temporären magnetischen Momentes eines Eisenstabes von der Intensität der magnetisirenden Kraft ist zuerst genauer von Lenz und Jacobi [1]) untersucht worden. Die Magnetisirung geschah durch Einwirkung eines galvanischen Stromes.

Der magnetisirende Strom wurde zuerst durch die beiden Spiralen einer elektromagnetischen Wage nach ihrer von Lenz und Jacobi verbesserten Construction geleitet, und durch Messung der Gewichte, welche erforderlich waren, um die Wage einzustellen, die Intensität der Ströme gemessen. Der Strom floss sodann durch Leitungsdräthe zu einer Drathspirale, welche aus einer beliebigen Anzahl von 1 bis 6 über einander geschobenen Spiralen von je 79 Windungen und von 2″ bis 3,7″ Durchmesser zusammengesetzt werden konnte. In diese Drathspirale wurden die zu magnetisirenden Eisencylinder gelegt, welche 8″ lang waren und respective $^1/_2$, 1, $1^1/_2$, 2, $2^1/_2$ und 3″ Durchmesser hatten. Die Spirale stand 20 Fuss von der Wage ab, so dass der in ihr erregte Magnetismus keinen Einfluss auf die Magnete der Wage ausüben konnte. — Um nun den sogenannten totalen in den Eisencylindern entstandenen Magnetismus, also ihr temporäres Moment zu messen, wurde die dieselben umgebende Spirale noch mit einer zweiten gleichen Spirale umgeben, deren Enden durch Leitungsdräthe mit einem 15 Fuss von der Spirale entfernten Galvanometer verbunden waren und in der beim Schliessen und Oeffnen des Stromes in der ersten Spirale ein Inductionsstrom entstand.

[1]) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 225. 1839.*

Lenz und Jacobi setzen die Intensität dieses inducirten Stromes dem beim Aufheben der Magnetisirung verschwindenden freien Magnetismus der Theilchen des Magnetes unter der Inductionsspirale proportional. Wie wir indess §. 257 ausgeführt haben, entspricht dieselbe dem magnetischen Moment der Stäbe. — Zuerst wurde kein Eisenkern in die Spirale gebracht, und die Ablenkung φ der Nadel des Galvanometers beim Oeffnen des durch die Spirale geleiteten Stromes beobachtet. Die Intensität i desselben entsprach dem Werth $i = const\,(1 - cos\,\varphi)$. Wurde dasselbe Verfahren bei Einlegen des Eisenkerns angewendet, so erhielt man jetzt eine zweite Intensität i_I des inducirten Stromes. Die Differenz $i_I - i$ ist proportional dem jedesmal beim Oeffnen der Schliessung verschwundenen temporären Magnetismus des Eisenkernes. Der zurückbleibende permanente Magnetismus war hierbei sehr klein. Nachdem man sich von den Fehlerquellen befreit hatte, welche durch die temporäre Magnetisirung der an der Wage hängenden Stahlstäbe durch die unter ihnen befindlichen vom Strom durchflossenen Spiralen entstanden, ergab sich bei den sechs Eisencylindern, dass

das in ihnen erzeugte temporäre magnetische Moment der Intensität der magnetisirenden Ströme proportional ist.

Die Intensität der letzteren wurde bei den Versuchen im Verhältniss von 4 : 33 geändert.

Wurde ferner ein Eisencylinder gleichzeitig mit zwei gleich langen verschieden dicken übersponnenen Kupferdräthen von 0,06″ und 0,0075″ Durchmesser bewickelt, und durch beide Dräthe in entgegengesetzter Richtung hinter einander der Strom geleitet, so zeigte das Eisen nicht eine Spur vom Magnetismus. Auch war bei dem §. 263 beschriebenen Verfahren der beim Aufhören der Magnetisirung eines auf die eben beschriebene Weise mit Kupferdräthen umwundenen Eisencylinders in einer Inductionsspirale erzeugte Inductionsstrom ganz gleich stark, mochte der magnetisirende Strom bei gleicher Stromintensität durch den einen oder anderen Drath geleitet worden sein. Dasselbe ergab sich, als der eine Drath durch einen gleich langen Streifen von Kupferblech ersetzt wurde. 264

Es ist also die temporäre Magnetisirung von der Dicke des Drathes der magnetisirenden Spirale unabhängig.

Wurde der Eisenkern von $1\frac{1}{2}$″ Dicke (§. 263) durch die daselbst erwähnten sieben verschieden weiten Spiralen unter Anwendung gleich starker magnetisirender Ströme magnetisirt, so ergab die Messung der Inductionsströme die jedesmaligen Magnetismen. 265

Durchmesser der Spirale:	2″	2,3″	2,6″	2,9″	3,3″	3,7″,
Magnetismus:	133	131	129	125	121	122.

Es ist also die temporäre Magnetisirung von der Weite der Windungen der magnetisirenden Spirale unabhängig.

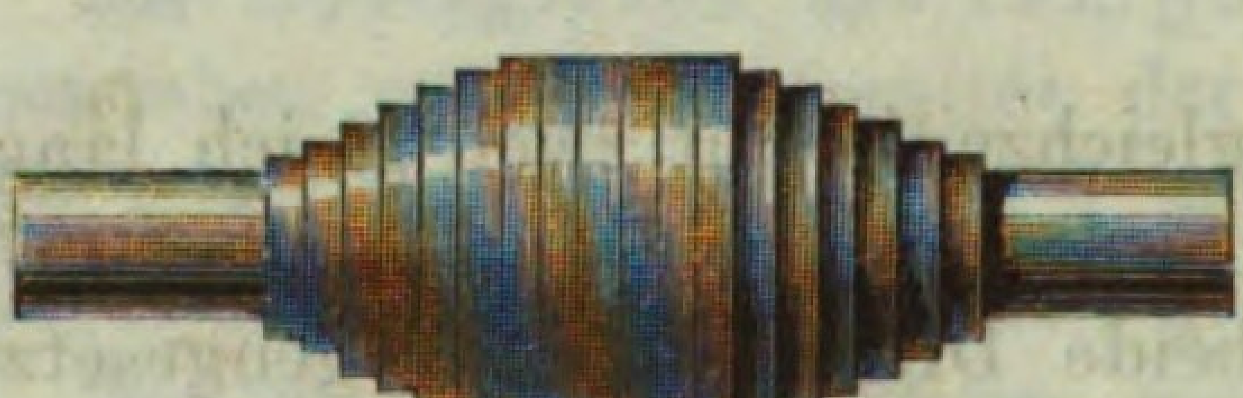
Dieses Resultat folgt auch aus den §. 142 entwickelten Sätzen, wenn der Durchmesser der Spirale gegen ihre Länge klein ist.

Bei weiteren Spiralen ist der Magnetismus etwas kleiner, als dieses Gesetz erfordert, da die von denselben, namentlich auf die Enden der Stäbe ausgeübte Scheidungskraft ein wenig geringer ist, als die der dünneren Spiralen. Wurde also z. B. ein 8″ langer Eisenstab in die vier über einander geschobenen Spiralen von 2,3 und 2,6, von 3,3 und 3,7″ Durchmesser und von je 79 Windungen geschoben, durch die beiden ersten der Strom hinter einander in der einen, durch die beiden anderen in der entgegengesetzten Richtung geleitet, so ergab sich stets beim Oeffnen der Leitung ein Inductionsstrom, der eine überwiegende Magnetisirung durch die engeren Spiralen anzeigte.

Wurden die Spiralen auf die Mitte eines drei Fuss langen Eisenstabes geschoben, der in seiner ganzen Länge von der Inductionsspirale bedeckt war, und der magnetisirende Strom durch je zwei der Spiralen in entgegengesetzter Richtung geleitet, so ist die überwiegende Wirkung der dünneren Spiralen nicht so bedeutend.

Das oben ausgesprochene Gesetz wird also bei Anwendung einer Spirale mit vielfachen über einander liegenden Windungsreihen um so mehr gelten, je mehr die äusseren Windungen auf die mittleren Theile der Eisenstäbe beschränkt bleiben, so dass die Spirale etwa die beigezeichnete Fig. 167 hat.

Fig. 167.



266 Wurden mehrere der oben angeführten Spiralen I — VI gleichzeitig auf den Eisenstab geschoben, und der Strom bei gleichbleibender Intensität durch eine oder mehrere derselben hinter einander geleitet, so ergab sich beim Oeffnen desselben die Intensität des Inductionsstromes.

Spiralen:	Intensität:
I	0,13333 α
I + II	0,26406 „
I + II + IV	0,38895 „
I + II + IV + V	0,51016 „
I + II + III + IV + V	0,63916 „
I + II + III + IV + V + VI	0,76102 „

Mit Berücksichtigung der Unterschiede der magnetisirenden Kraft weiter und enger Spiralen ergiebt sich hieraus:

Das temporäre magnetische Moment eines Eisenstabes ist der Summe der durch die einzelnen Windungen der magnetisirenden Spirale in ihm erzeugten Momente gleich, oder in-

nerhalb gewisser Grenzen auch der Anzahl der Windungen der Magnetisirungsspirale proportional.

Von dem Stoff des Drathes, durch welchen der magnetisirende Strom 267
fliesst, ist die Stärke der Magnetisirung eines demselben unterworfenen Eisenstabes völlig unabhängig.

So werden nach Davy Eisenstäbe an allen Stellen einer horizontalen Stromschliessung gleich stark magnetisirt, ob sie nun über oder unter derselben in horizontaler oder neben derselben in verticaler Richtung sich befinden, und mag der Theil der Leitung, über dem dieselben liegen, aus einem festen, kalten oder glühenden Drathe oder einer mit geschmolzenem Newton'schen Metall oder Quecksilber gefüllten Röhre bestehen. — Wenn mit Wasser und verdünnten Salzlösungen, geschmolzenem Kalihydrat gefüllte Röhren hierbei scheinbar keine Wirkung gaben, so liegt dies nur daran, dass die Intensität des Stromes beim Durchgang durch dieselben zu stark geschwächt war [1]).

Wenn ferner v. Feilitzsch [2]) fand, dass bei Anwendung von Strömen von gleicher Intensität Spiralen von gleich viel Windungen von Eisendrath, namentlich wenn sie aus mehrfachen Lagen bestehen, einem eingelegten Eisenstab ein anderes Moment ertheilen, als gleiche Spiralen von Kupferdrath, so ist dies auch nur durch den ganz secundären Umstand bedingt, dass die einzelnen Theile des Drathes der Spiralen selbst durch den Strom magnetisch werden, und nun auf den eingelegten Eisenstab zurückwirken. — Aeltere Versuche von dal Negro [3]) konnten wegen mangelnder Messungen der Intensität der magnetisirenden Ströme zu keinem sicheren Resultat führen.

In Folge dieser Resultate pflegt man das Product aus der Intensität des magnetisirenden Stromes in die Anzahl der Windungen der Magnetisirungsspirale mit dem Namen der magnetisirenden Kraft oder des magnetischen Effectes zu bezeichnen, indem man hierbei die magnetisirende Wirkung der einzelnen Windungen der Spirale als gleich annimmt.

Das Gesetz, welches sich hiernach ergiebt, dass das magnetische Mo- 268
ment eines Eisenstabes der auf ihn wirkenden magnetisirenden Kraft direct proportional ist, gilt indess nur für schwächere magnetisirende Kräfte. Bei stärkeren nähert sich das Moment einem Maximum. Dies hat zuerst Joule [4]) nachgewiesen. Er stellte geradlinige, 14 Zoll lange Elektromagnete von $^3/_{11}$ und $^7/_{11}''$ im Quadratquerschnitt, die aus zusammengelegten Eisendräthen gebildet waren, vertical auf, legte auf sie ein Holzbrettchen, und hängte über ihnen eben so lange und dicke Stäbe von Eisen oder Eisendrath an dem einen Ende eines Wagebalkens auf. Ein

[1]) Vergl. Davy, Phil. Trans. 1821. p. 7;* Gilb. Ann. Bd. LXXI, S. 225 u. 241.* — [2]) v. Feilitzsch, Encyclopädie S. 108.* — [3]) Dal Negro, Pogg. Ann. Bd. XXIX. S. 473. 1833.* — [4]) Joule, Annals of El. Vol. IV, p. 131. May 28, 1839; Phil. Mag. [4] T. II, p. 310.*

Strom wurde durch die beide Elektromagnete umgebenden Spiralen und ein Galvanometer geleitet, und das Gewicht bestimmt, welches zum Abreissen derselben von einander erforderlich war. Während in den meisten Fällen dasselbe dem Quadrat der Intensität des magnetisirenden Stromes entsprach, zeigte sich in zwei Fällen, bei denen die Elektromagnete dünn waren und mit doppelten und auch stellenweise dreifachen Lagen von Drathwindungen versehen, also bei gleich bleibender Stromintensität einer stärkeren magnetisirenden Kraft ausgesetzt waren, eine Abweichung von diesem Gesetz, indem mit zunehmender Intensität die Anziehungen langsamer wuchsen, als dasselbe erforderte.

Diese Anziehungen A, gemessen in Grains, betrugen bei den Intensitäten I der angewandten Ströme bei den beiden Stäben I. und II.

	I.		II.	
I	A	$\frac{A}{I^2}$	A	$\frac{A}{I^2}$
8	410	6,40	667	1,04
12	690	4,79	1170	0,81
16	1000	3,91	1920	0,75
24	1460	2,53	3500	0,61

Wären die magnetischen Momente der Stäbe in ihren einzelnen Theilen der magnetisirenden Kraft proportional, so müssten die zum Abreissen erforderlichen Gewichte nach §. 262 dem Quadrat derselben entsprechen. Die im Verhältniss zu den wachsenden Intensitäten langsamere Zunahme derselben zeigt also, dass die magnetischen Momente sich einem Maximum nähern.

269 Auf eine andere Weise hat J. Müller [1]) diese Annäherung des magnetischen Momentes an das Maximum im weichen Eisen nachgewiesen, indem er entsprechend der §. 254 beschriebenen Methode eine Magnetisirungspirale, deren Axe horizontal und auf dem magnetischen Meridian vertical lag, einer Magnetnadel gegenüberstellte. Die Spirale bestand aus zwei über einander gelegten Spiralen von 408 und 372 Windungen und hatte eine Länge von 532^{mm} und 482^{mm}. Durch die Spiralen wurden Ströme geleitet, deren Intensität an der Tangentenboussole abgelesen war und die Ablenkung α der Nadel bestimmt. Sodann wurden in die Spirale Eisenstäbe von 560^{mm} Länge und 9, 12, 15, 44^{mm} Dicke eingeschoben, und die Ablenkungen α_I der Magnetnadel wiederum bestimmt. Das Moment M der Stäbe folgt dann $M = const\ (tg\,\alpha_I - tg\,\alpha)$.

1) Müller, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 337. 1850;* Bd. LXXXII, S. 181. 1851;* Fortschritte S. 494.*

Ist die magnetisirende Kraft, also das Product der Zahl der Windungen W der Spirale in die Intensität des Stromes $=$ p,
der Durchmesser der Stäbe d,
das im Stab erzeugte temporäre magnetische Moment m,
so ergaben die Versuche u. A.:

$d = 9^{mm}$ / W	I	p	m	$\frac{m}{p} \cdot 100{,}000{,}000$
372	44,076	16397	0,2760	1683
	37,534	13963	0,2735	1959
	19,278	7110	0,2202	3097
	3,913	1456	0,0597	4100
$d = 15^{mm}$				
780	34,902	27223	0,7335	2694
	21,399	16691	0,6228	3731
	8,596	6705	0,3092	4611
	4,158	3243	0,1541	4748
$d = 44^{mm}$				
372	45,633	16975	0,3601	8041
	19,810	7369	0,5946	8069
	9,093	3383	0,2730	8129

Hiernach ergiebt folgende empirische Formel innerhalb der Grenzen der Versuche die Beziehung zwischen der magnetisirenden Kraft und dem erzeugten temporären magnetischen Moment mit genügender Genauigkeit:

$$p = 220\, d^{3/2}\, tg\, \frac{m}{0{,}00005\, d^2} \text{ oder } m = 0{,}00005\, d^2\, arc\, tg \left(\frac{p}{220\, d^{3/2}}\right).$$

Aus diesen Versuchen folgt also wiederum, dass das **temporäre magnetische Moment** der Stäbe nicht in gleichem Verhältniss mit der jedesmal angewandten magnetisirenden Kraft zunimmt, sondern sich einem Maximum, dem sogenannten „Sättigungspunkt" nähert, welcher um so eher erreicht wird, je dünner der der Einwirkung unterworfene Eisenstab ist.

Um diese Beziehung leichter übersehen zu können, sind in Fig. 168 (a. f. S.) die Resultate der verschiedenen Versuche von **Müller** angegeben. Die magnetisirenden Kräfte sind als Abscissen, die erzeugten Magnetismen als Ordinaten verzeichnet. Die die Gipfelpunkte der letzteren verbindenden Curven lassen den Gang der Magnetisirung mit dem Wachsen der magnetisirenden Kraft erkennen. — Die auf einander folgenden Curven beziehen sich auf die Magnetisirung der Stäbe von verschiedenen Durchmessern $d = 9, 12, 15, 44^{mm}$.

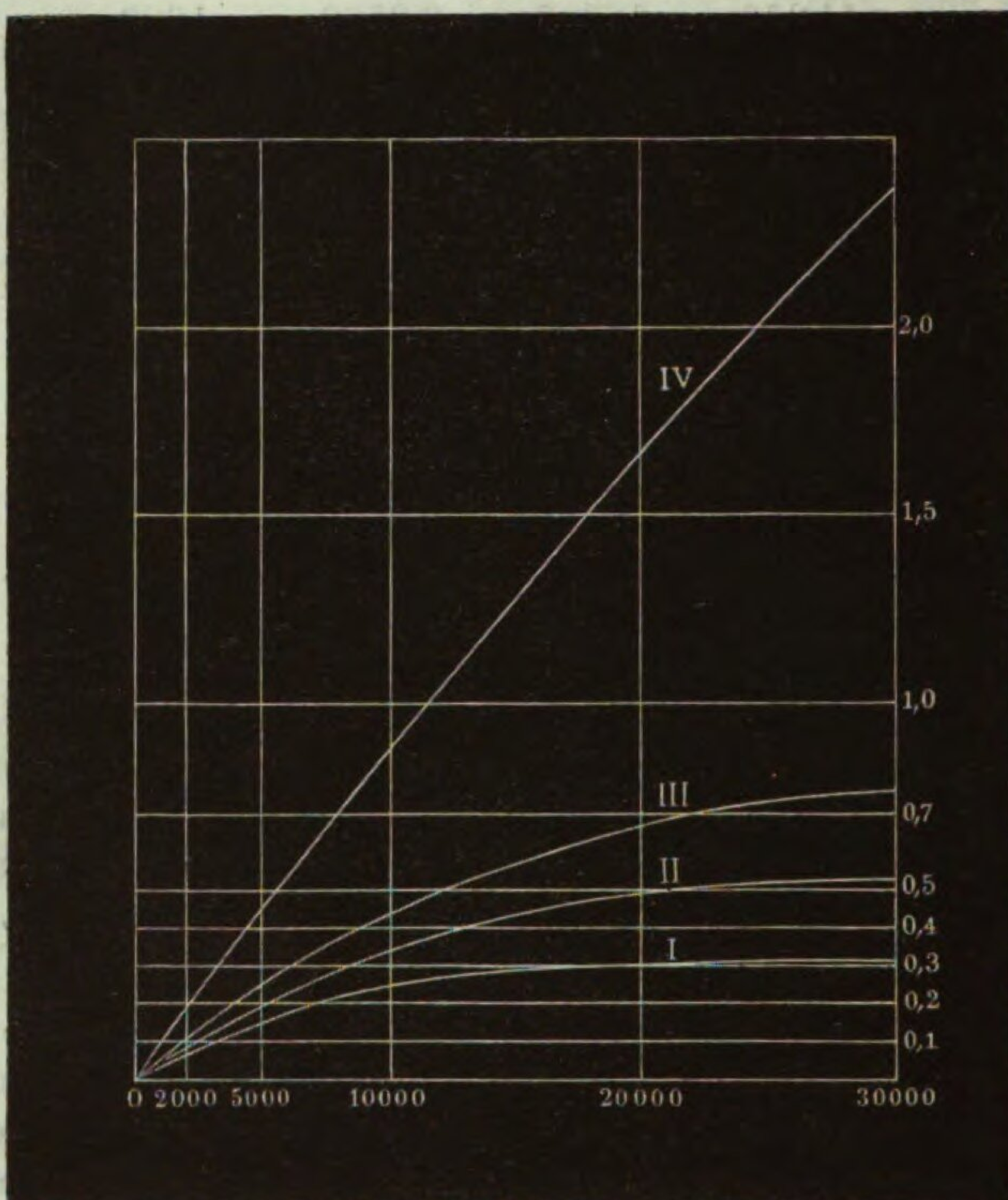
Für kleinere Werthe der magnetisirenden Kraft p ist in obiger Formel an Stelle der Tangente der Winkel $\frac{m}{0{,}00005\, d^2}$ unmittelbar zu setzen. 270

Dann würde die Formel ergeben:

$$m = const.\, p \sqrt{d}.$$

Bei Strömen von geringer Intensität wäre also der temporäre Magnetismus des Eisens der magnetisirenden Kraft direct proportional und auch der Quadratwurzel des Durchmessers der Stäbe entsprechend.

Fig. 168.



Wollte man der Formel eine freilich mit vollem Rechte nicht statthafte Geltung weit über die Grenzen der Versuche hinaus einräumen, so würde sich für $p = \infty$ ein Maximum ergeben, indem dann $tg \dfrac{m}{0{,}00005\, d^2} = \infty$ sein müsste, d. h.

$$\frac{m}{0{,}00005\, d^2} = 90^0 \text{ und } m = 90 . 0{,}00005\, d^2.$$

In diesem Falle wäre das Maximum des in einem Eisenstab zu erzeugenden temporären Momentes dem Quadrat seines Durchmessers oder seinem Querschnitt direct proportional.

Um bei verschieden dicken Stäben gleiche aliquote Theile des Maxi-

mums zu erhalten, müsste $tg \frac{m}{0,00005\, d^2}$ gleich gross sein, also

$$p = 220\, d^{\frac{3}{2}}\, Const.$$

In diesem Falle müsste man, um gleiche aliquote Theile des Maximums der Magnetisirung zu erhalten, bei verschieden dicken Stäben Ströme anwenden, deren Intensitäten sich wie die $\frac{3}{2}$te Potenz ihrer Durchmesser verhalten.

Es ist klar, dass wir, wie Müller selbst, diesen letzteren Resultaten ebenso wie der Formel, aus der sie abgeleitet sind, nur einen speciellen empirischen Werth beilegen dürfen, da die magnetisirende Kraft, welche auf die Moleküle der Eisenstäbe wirkt, in ihrer Mitte viel bedeutender war, als an ihren Enden, also auch in der Mitte der Stäbe die Moleküle das Maximum des magnetischen Momentes schon erreicht haben, während bei zunehmender Intensität die Momente der an den Enden derselben gelegenen Moleküle noch wachsen.

Die Versuche von Weber über die Annäherung des Magnetismus des Eisens an ein Maximum mit wachsender magnetisirender Kraft s. §. 284.

Bei dickeren Stäben stellt sich das Maximum des Magnetismus erst 271
bei grösseren magnetisirenden Kräften ein, namentlich wenn sie weit aus der Magnetisirungsspirale herausragen, weshalb dasselbe von einzelnen Beobachtern [1]) nicht aufgefunden werden konnte. Man kann die Annäherung an das Maximum indess nach Koosen [2]) sehr gut nachweisen, wenn man einen schwachen Strom durch eine Spirale, welche einen Eisenkern von etwa eine Linie Durchmesser enthält, und den Drath einer Tangentenboussole hinter einander leitet, und die Spirale mit dem Eisenkern so lange verschiebt, bis ihre Einwirkung und die ablenkende Wirkung des Drathes der Boussole auf die Nadel in derselben sich compensiren und dieselbe gerade auf Null zurückgeführt ist. Wendet man dann Ströme von immer stärkerer Intensität an, so schlägt die Nadel durch das Ueberwiegen der Wirkung des Stromes in der Tangentenboussole aus, da der Magnetismus des Eisens nicht proportional der Stromintensität zunimmt.

Ganz analoge Versuche hat Dub [3]) angestellt, indem er nur den horizontal liegenden geradlinigen Elektromagnet durch einen hufeisenförmigen ersetzte, dessen Schenkel in einer Verticalebene lagen und dessen Polflächen in die Schwingungsebene der Nadel der Tangentenboussole fielen. Wurde die Stromintensität im Verhältniss von 1 : 4 gesteigert, so zeigte sich bei Anwendung eines Hufeisens mit 1 Zoll dicken und 6 Zoll langen Schenkeln noch keine Abweichung der Nadel der Boussole, also keine merkliche

[1]) Buff u. Zamminer, Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. LXXV, S. 83. 1850.* — [2]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 159. 1852.* — [3]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 438. 1853;* Elektromagnetismus S. 93.*

Annäherung an das Maximum, wohl aber bei einem ebenso grossen Hufeisen von $^1/_2$ Zoll Dicke[1]).

272 Bei verschiedenen Eisen- und Stahlsorten ändert sich die Zunahme des magnetischen Momentes mit wachsender Stromintensität bedeutend. Auch bleibt bei den härteren Sorten des Eisens, beim weichen und namentlich beim harten Stahl nach der Aufhebung der magnetisirenden Kraft noch ein gewisses permanentes magnetisches Moment übrig, welches beim weichen Eisen verhältnissmässig nur äusserst gering ist.

Die Verschiedenheit des temporären magnetischen Momentes bei gleicher magnetisirender Kraft hat schon Barlow[2]) gezeigt, indem er Eisen- und Stahlstäbe in der Richtung der Inclinationsnadel hielt und sie so einer Magnetnadel näherte. Der Magnetismus der Stäbe wurde der Tangente des Ablenkungswinkels der Nadel proportional gesetzt. Es ergab sich das Verhältniss der temporären magnetischen Momente bei:

Schmiedeeisen	100	Gewöhnlicher Stahl (weich)	66
Gusseisen	48	„ „ (hart)	53
Brennstahl (weich)	67	Gussstahl (weich)	74
„ (hart)	53	„ (hart)	49.

Mit wachsender Härte nimmt also bei gleicher magnetisirender Kraft das temporäre magnetische Moment der Stäbe ab. Die magnetische Constante k würde also ebenfalls kleiner werden.

273 Dasselbe Resultat hat auch Müller[3]) bei einigen Versuchen erhalten, bei denen er zugleich das nach Aufhebung der magnetisirenden Kräfte zurückbleibende Moment bestimmte. Er stellte von Westen her einer Magnetnadel eine Spirale gegenüber, die von einem Strom von drei Bunsen'schen Elementen durchflossen war, und schob in dieselbe verschiedene Eisenstäbe von 16,7 Centimeter Länge und 6 Millimeter Durchmesser ein. Aus der Ablenkung der Nadel ergab sich:

	Temporäres Moment.	Permanentes Moment (bleibende Ablenkung der Nadel).
Schmiedeeisen . .	0,490	0
Gewalztes Eisen .	0,474	0
Geglühter Stahl .	0,404	3,5°
Angelassener Stahl	0,393	7°
Harter Stahl . .	0,259	9° (etwa 55 % des temporären Magnetismus).
Gusseisen	0,220	1°

1) Vergl. auch die Versuche von v. Feilitzsch §. 296. — 2) Barlow, Phil. Trans. 1822. p. 117;* Gilb. Ann. Bd. LXXIII, S. 229.* — 3) Müller, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 157. 1852.*

Mit zunehmender Härte nimmt also das durch gleiche magnetisirende Kräfte erzeugte permanente Moment zu.

Namentlich eine eigenthümliche Sorte von nicht gar hartem Stahl vermag eine sehr bedeutende Menge von permanentem Magnetismus beizubehalten, auf welche Weise er auch magnetisirt sein mag, so namentlich der Stahl, aus welchem die nach der Elias'schen Methode magnetisirten Logeman'schen Magnete verfertigt sind. Dieselben zeichnen sich durch eine grosse Tragkraft aus (ein 0,5125 Kilogramm schweres Hufeisen von einer Lamelle trug z. B. 14,75 Kilogramm), und zeigen auch nach Umkehrung ihrer Polarität durch entgegengesetzte Magnetisirung dasselbe Verhalten [1]). — Auch der Wolframstahl soll sehr bedeutenden permanenten Magnetismus annehmen. — Das auf galvanoplastischem Wege aus einer Eisenvitriol- und Eisenchlorürlösung dargestellte, chemisch reine, ziemlich harte, brüchige Eisen besitzt bedeutende Coercitivkraft und bewahrt hartnäckig permanenten Magnetismus [2]).

Das Härten des Eisens und Stahles braucht nicht durch Glühen und Ablöschen erzeugt zu sein. Schon eine mechanische Härtung bewirkt eine Zunahme des permanenten Momentes. So fand Coulomb [3]), dass ein 6 Zoll langer, 57 Gran schwerer, durch den Doppelstrich bis zur Sättigung magnetisirter eiserner Drath in 18 Secunden eine Oscillation machte, als er frei aufgehängt wurde. Wurde er indessen bis zum Zerreissen gedrillt, und wieder zur Sättigung magnetisirt, so machte er eine Oscillation in 6 Secunden, hatte also einen 9mal stärkeren permanenten Magnetismus erhalten als vorher.

Die krystallinische Structur des Eisens vermag wie bei den anderen magnetischen und diamagnetischen Körpern die Grösse seiner Magnetisirbarkeit nach verschiedenen Richtungen zu ändern. Dies fand Leroux [4]) bei einer von Chenot präparirten Sorte Eisen, welche durch Wasserstoff oder Kohlenoxyd aus den Mineralien reducirt war, und welche in Folge der Pressung eine gegen die Richtung des ausgeübten Druckes verticale Schichtung zeigte. Prismen von 21,5^{mm} Länge und 12^{mm} im Quadrat Grundfläche, welche aus diesem Stahl so geschnitten waren, dass die Schichtung parallel ihrer einen Seitenfläche war, wurden über einem kleinen Hufeisenmagnet aufgehängt und die Zahl ihrer Oscillationen bestimmt. Die Kräfte, mit denen der Magnet auf dieses Prisma wirkte, während die Schichtung vertical oder horizontal lag, verhielten sich wie 1,16 : 1; sie waren also im ersteren Fall grösser. Beim Ausglühen verminderte sich das Verhältniss.

Die genaueren Verhältnisse der Zunahme des temporären und perma- 274
nenten magnetischen Momentes im weichen Eisen, weichen und harten

1) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 175. 1850.* — 2) Matthiessen, Phil. Mag. [4] Vol. XV, p. 80. 1858.* — 3) Coulomb, Mém. de l'Acad. roy. des sciences. 1784. p. 266.* — 4) Leroux, Compt. rend. T. XLV, p. 477. 1857.*

Stahl mit wachsender magnetisirender Kraft habe ich durch eine Reihe von Versuchen festzustellen gesucht [1]).

Als Magnetstäbe dienten cylindrische Stäbe von 22 Centimeter Länge und 13,5^{mm} Dicke. Dieselben wurden vor jeder Versuchsreihe zwischen Kohlen ausgeglüht und unter Bedeckung des Feuers abgekühlt. Sie verloren hierdurch ihren etwa noch vorhandenen Magnetismus. Freilich wurde bei diesem Verfahren der Stahl weich; indess nahm er dennoch eine hinlängliche Menge von permanentem Magnetismus bei der darauf folgenden Magnetisirung an. — Die Stäbe wurden in folgender Weise magnetisirt. Eine 24 Centimeter lange Spirale von Kupferdrath von 5 bis 600 Windungen wurde mit ihrer Axe senkrecht gegen den magnetischen Meridian vor einem in einer dicken Kupferhülse schwingenden magnetischen Stahlspiegel aufgestellt. Die Ablenkung des Spiegels, gemessen mittelst eines Fernrohres und einer gegenüberstehenden Scala, gab die jedesmalige Intensität der durch die Spirale geleiteten galvanischen Ströme an. In die vom Strome durchflossene Spirale wurde der zur Untersuchung bestimmte Stahlstab hineingeschoben. Leider hatte die Spirale nicht die genügende Länge, dass ihre magnetische Scheidungskraft auf den Stahlstab in seiner ganzen Länge gleichmässig gewirkt hätte. Es wurde der Stab deshalb, um alle seine Theile der stärksten Einwirkung des die Spirale durchfliessenden Stromes auszusetzen, ohne Erschütterung in derselben einige Male hin- und hergezogen. Hierdurch wurde wenigstens die Quantität des in ihm nach Aufhören des Stromes zurückbleibenden Magnetismus an allen Stellen nahezu gleich gross. Nach dem Hin- und Herschieben wurde der Stab in eine feste Lage in der Spirale gebracht. Die Zunahme der Ablenkung des Stahlspiegels nach Einlegen des Stabes in die Spirale entsprach seinem magnetischen Moment während der Einwirkung des Stromes. Sodann wurde der Stahlstab aus der Spirale entfernt, der Strom unterbrochen, und der Stab in seine vorige Lage in der Spirale gebracht. Die jetzt erfolgende Ablenkung des Spiegels ergab die Grösse des im Stabe zurückgebliebenen magnetischen Residuums. Die Schliessung und Oeffnung des Stromes geschah stets nach Entfernung des Stabes aus der Spirale, weil sonst die dabei entstehenden Inductionsströme den Magnetismus des letzteren hätten ändern können.

Nach dieser Magnetisirung des Stabes wurde ein dem magnetisirenden Strom entgegengesetzter Strom durch die Spirale geleitet, der Stab wieder eingelegt, und in wiederholten Versuchen die Intensität dieses Gegenstromes so verstärkt, dass nach Aufhören seiner Wirkung der Magnetismus des Stabes völlig vernichtet war. Der Stab wurde darauf durch einen dem ersten Strom gleich gerichteten Strom stärker magnetisirt, und wieder durch einen Gegenstrom entmagnetisirt u. s. f.

1) Wiedemann, Verhandlungen der Baseler Naturf. Gesellschaft. Bd. II, S. 193 u. folgde.;* Pogg. Ann. Bd. C, S. 235. 1857;* Bd. CVI, S. 169. 1859.*

A.

I	Eisen *M* I.	Eisen *M* II.	Eisen *M* III.	Eisen *R* I.	Eisen *R* II.	Eisen *R* III	Weicher Stahl *M* I.	Weicher Stahl *M* II.	Weicher Stahl *M* III.	Weicher Stahl *R* I.	Weicher Stahl *R* II.	Weicher Stahl *R* III.	Harter Stahl *M* I.	Harter Stahl *M* II.	Harter Stahl *M* III.	Harter Stahl *R* I.	Harter Stahl *R* II.	Harter Stahl *R* III.
7,4	21,6	23,8	22,6	1,3	3,9	4,1	14,7	18,2	18,7	1,1	5,5	6,6	9,6	10,1	13,6	2,3	3,6	7,5
13,8	37,5	45	44,3	3,1	5,9	6,5	29,3	35,7	36,6	3,7	10,6	11,6	17,6	19,9	23,5	4,4	7,2	10,9
20,8	66,2	67,8	67,5	4,5	7,0	7,4	47,4	54,6	55,0	7,2	15,4	16,3	27,1	30,5	34,9	7,4	11,3	15
29,9	97,3	98,9	99,4	5,7	8,4	8,5	73,3	81,2	82,1	12,1	20,7	21,7	42,7	45,3	49,2	12,1	17,1	20,6
52,3	173,5	175,6	—	7	9,2	9,4	140,4	147,3	149,4	23,2	30,2	31,2	84	85,2	88,7	27,5	32,3	35,5
72,8	—	—	—	8,2	9,3	9,5	206,9	212,1	213,3	31,1	35,9	36,6	128,2	128,7	132,2	44,2	49,2	52,3
99,1	—	—	—	8,7	9,4	9,6	—	—	—	37,5	40,1	40,7	183	182,6	184,6	64,9	67,2	69,3
130,0	—	—	—	10,1	9,8	9,7	—	—	—	43,9	43,9	43,9	—	—	—	88	83,2	82,6
− 15,2	42,4	42,4	—	0	1	—	− 5,3	—	—	21	—	—	—	—	—	—	—	—
− 25	—	—	—	—	—	—	− 38,1	− 38,5	—	8,7	9,6	—	—	—	—	—	—	—
− 30	—	—	—	—	—	—	− 54,9	− 55,5	—	3	4,1	—	—	—	—	—	—	—
− 32	—	—	—	—	—	—	− 61,0	− 60,6	59	0	1,2	1,4	+ 22,8	+ 21,8	—	53,9	52,8	—
− 49,7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	− 22,4	− 22,6	—	28,9	29,5	—
− 64,7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	− 62,8	− 61,3	—	7	10	—
− 68,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	− 75	− 71,4	− 68,8	0	3,9	6,9

275 Die Tabelle (a. vor. S.) giebt einige der erhaltenen Resultate. In derselben sind unter I die Intensitäten der magnetisirenden Ströme, unter M und R die temporären und permanenten magnetischen Momente der Stäbe verzeichnet. Die Columnen I. II. III. enthalten die Werthe, welche erhalten wurden, als die Stäbe wiederholt durch Ströme von aufsteigender Intensität I magnetisirt, und dann durch entgegengesetzt gerichtete Ströme von der Intensität $-I$ entmagnetisirt wurden.

Es wurde ferner ein harter Stahlstab erst 8 Mal durch einen galvanischen Strom von der Intensität I magnetisirt, und durch einen entgegengesetzten Strom von der Intensität $-I_1$ entmagnetisirt. Dabei ergab sich:

B.

		I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.
$I = +111,8$	$R =$	80,9	75,4	73,8	73,4	72,5	72,6	72,6	72,5
$-I_1 = -62,2$	$M =$	− 80,3	− 74,7	− 72,8	− 71,5	− 70,4	− 69	− 69	− 69
	$R =$	− 2	+ 2,5	+ 4,2	+ 5	+ 5,2	+ 6,5	+ 6,5	+ 6

Sodann wurde derselbe Stab magnetisirt und entmagnetisirt durch Ströme von der Intensität I, wobei er die temporären und permanenten Momente M und R erhielt, wie folgt:

C.

I	14	26,8	37	51,8	62,7	77,5	92,1	111,3	− 12	− 26,6	− 41,5	− 63,3
M	28,5	53,2	69,9	99,2	122	155,0	186,1	—	+ 49	+ 16	− 19,6	− 68,5
R	13,9	22	28,5	38,6	47,5	57,1	65,7	73,6	66,5	45,1	27,8	6,5

Bei nochmaliger Magnetisirung durch stärkere Ströme erhielt er die permanenten Momente:

D.

I	111,3	125,9	140,2	154,3	168,1	182	195,2	208,5	221,6	234,4
R	73,6	81,7	90,4	100,5	108,1	115,8	122,7	128,5	133,6	138,3

Am entschiedensten zeigen sich die Gesetzmässigkeiten, welche aus diesen Beobachtungen folgen, an den harten Stahlstäben. Die bei diesen erhaltenen Zahlenwerthe sind deshalb zur leichteren Uebersicht in Fig. 169 (a. f. S.) als Ordinaten aufgetragen, während als Abscissen die Intensitäten der magnetisirenden Ströme verzeichnet sind. Die Curven 1, 2, 3, welche die Gipfelpunkte der Ordinaten verbinden, beziehen sich auf die bei der dreimal auf einander folgenden Magnetisirung des harten Stahlstabes erhaltenen und in der Tabelle *A* verzeichneten temporären Magnetismen *M* des Stabes; die Curven I, II, III auf die entsprechenden permanenten Magnetismen *R* desselben Stabes; die Curve IV giebt die permanenten Magnetismen des Stahlstabes, welcher zu den in Tabelle *C* und *D* verzeichneten Beobachtungen verwendet wurde. Letztere Curve ist oben abgebrochen und in der Curve IV*a* fortgesetzt.

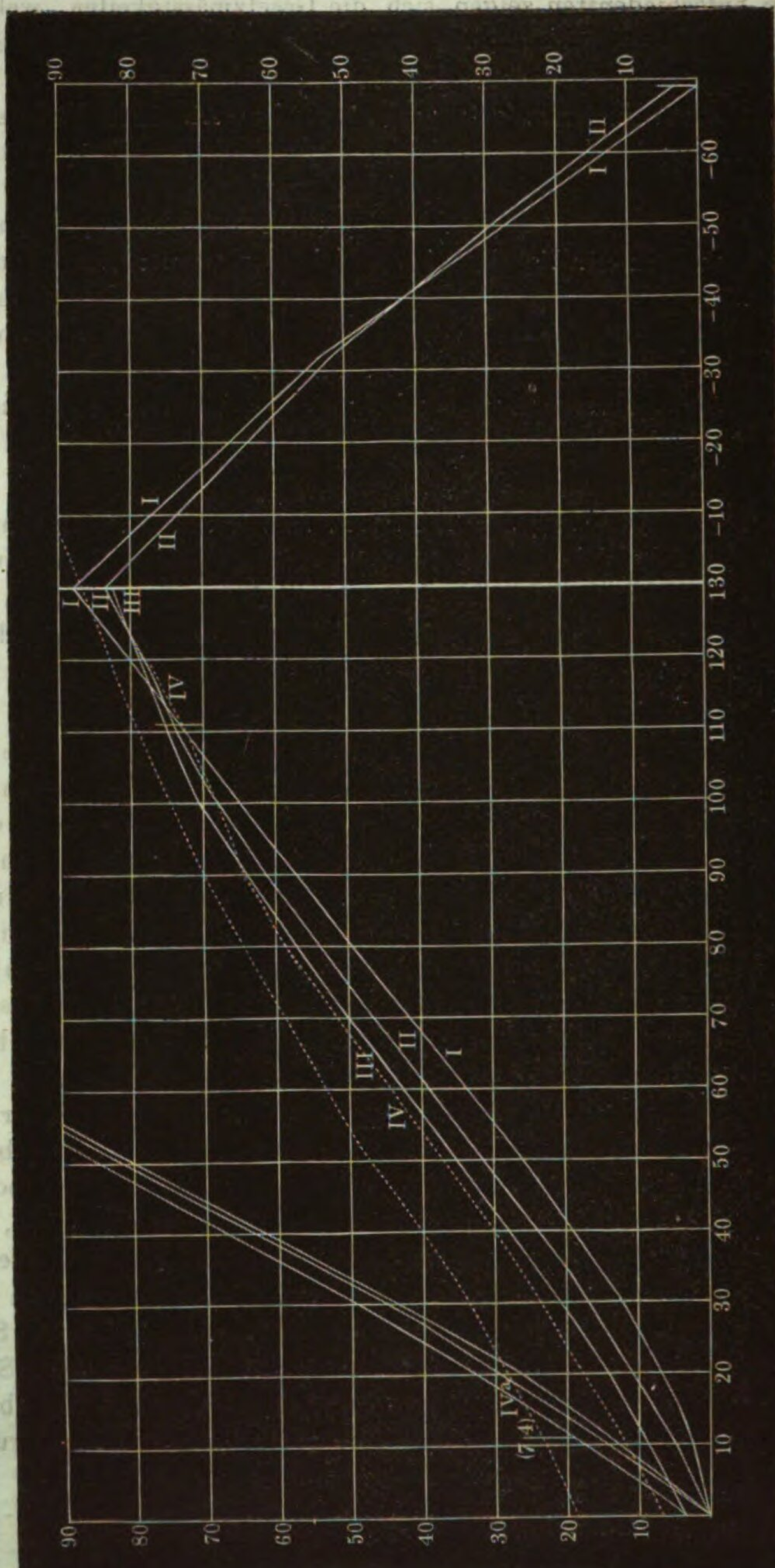
Aus der Betrachtung dieser Curven, so wie aus der Berechnung der 276
Quotienten, welche sich durch Division der jedesmaligen Magnetismen der Stäbe durch die entsprechenden Intensitäten der magnetisirenden Ströme ergeben, so wie aus vielen ähnlichen Versuchen, lassen sich folgende Sätze ableiten:

I. Wird ein Stahl- oder Eisenstab zum ersten Mal durch galvanische Ströme magnetisirt, so wachsen die während der Einwirkung der Ströme in demselben erzeugten temporären magnetischen Momente ein wenig schneller als die Intensitäten der Ströme. Erst später nähern sie sich dem von Joule und Müller zuerst beobachteten Maximum. Auch wenn ein magnetisirter Stahlstab durch entgegengesetzte Magnetisirung entmagnetisirt ist, zeigt sich bei neuer Magnetisirung dasselbe Verhältniss, indess werden bei Wiederholung desselben Verfahrens die temporären Momente der Stromintensität immer mehr proportional.

Dieses Resultat hatte schon Lenz [1]) beobachtet, es aber einer Fehlerquelle in seinem Apparate zugeschrieben. Auch Dub [2]) hat dasselbe bestätigt, indem er einen Strom hinter einander durch zwei Tangentenboussolen und die den Einsenkern enthaltende Magnetisirungsspirale leitete, welche sich auf einem Schlitten senkrecht gegen den Meridian verschieben liess. Durch Einstellen derselben wurde nach der Methode von Koosen (§. 271) die Ablenkung der Nadel der einen Boussole bei ganz schwachen Strömen ($1^1/_2{}^0$ Ausschlag an der Boussole) compensirt. Bei wachsender Stromintensität wurde dann die Nadel der Boussole erst gegen den Stab in der Magnetisirungsspirale hingezogen und kehrte bei weiterer Steigerung der Intensität wieder auf Null zurück.

[1]) Lenz, Bullet. de St. Petersbourg T. XIV, p. 364. 1854.* — [2]) Dub, Elektromagnetismus S. 145.*

Fig. 169.


90
80
70
60
50
40
30
20
10
-60
-50
-40
-30
-20
-10
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
I
II
III
IV
(7,4)

II. Die nach Aufhebung der Ströme in den Stäben zurückbleibenden permanenten magnetischen Momente wachsen bei der ersten Magnetisirung durch allmälig aufsteigende Ströme ungleich schneller als die magnetisirenden Kräfte. Erst bei stärkeren Strömen tritt eine Umkehr ein, indem dann die Magnetismen langsamer zunehmen, als jene, und sich einem Maximum nähern.

III. Wird einem magnetisirten Stabe durch entgegengesetzte Ströme der permanente Magnetismus entzogen, so kann es kommen, dass bei einer gewissen Stromstärke der temporäre Magnetismus des Stabes umgekehrt erscheint gegen den früheren permanenten Magnetismus des Stabes, während bei Aufhebung des Stromes der permanente Magnetismus, wenn auch schwächer, so doch noch in der früheren Polarität hervortritt [1]). Erst bei stärkeren Strömen wird der letztere völlig vernichtet und erscheint dann auch bei Aufhebung der Ströme umgekehrt.

Der permanente Magnetismus der Stäbe nimmt hierbei schneller ab, als die Intensitäten der entmagnetisirenden Ströme zunehmen. Zur vollständigen Vernichtung des permanenten Magnetismus ist ein schwächerer Strom erforderlich, als zur Erzeugung desselben erforderlich war. Bei weiterem Zunehmen der entmagnetisirenden Ströme nähern sich die dem Stabe jetzt in entgegengesetztem Sinne wie früher ertheilten permanenten Magnetismen einem Maximum.

IV. Hat man durch Einwirkung eines Stromes einen durch Ausglühen unmagnetisch gemachten Stab magnetisirt, und ihn sodann durch einen Gegenstrom entmagnetisirt, so vermag weder dieser Gegenstrom, noch einmal angewandt, noch ein schwächerer Strom in gleichem Sinne wie derselbe, dem Stab Magnetismus in einer der ursprünglichen Magnetisirung entgegengesetzten Richtung zu ertheilen. Wohl aber magnetisiren Ströme von gleicher Intensität wie die Gegenströme, aber in der Richtung des ursprünglich magnetisirenden Stromes angewandt, den Stab schwächer oder stärker. Es ist demnach für die Untersuchung der Einwirkung galvanischer Ströme auf einen unmagnetischen Stahlstab durchaus nicht gleichgültig, ob der Stab durch Ausglühen völlig entmagnetisirt worden ist, oder ob man ihn nur durch die Einwirkung nach einander folgender entgegengesetzt gerichteter Ströme scheinbar unmagnetisch gemacht hat.

Aehnliche Beobachtungen wie die im ersten Abschnitte dieses Satzes erwähnten sind schon früher von Ritchie und Jacobi [2]) gemacht worden. So fand Ritchie, und Jacobi bestätigte die Beobachtung, dass ein gehärteter Stahlhufeisenmagnet durch Streichen schwer entgegengesetzt magnetisirt wird, während ein einziger Strich genügt, um ihm nach der Entmagnetisirung die frühere Polarität wiederzugeben.

[1]) Vergl. auch Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 156. 1852.* — [2]) Ritchie, Phil. Mag. [3] T. III, p. 124. 1833;* Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 467;* Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XXXI, S. 367. 1834.*

Auch Marianini [1]) hat Eisen- und Stahlstäbe sowohl durch den Schlag einer Leydner Batterie als auch durch galvanische Ströme magnetisirt, welche durch eine dieselben umgebende Spirale geleitet wurden, und sie nachher durch einen entgegengesetzten Schlag oder Strom entmagnetisirt; ebenso hat er durch Streichen nach der einen oder anderen Richtung dasselbe Resultat erzielt. Auch er fand dabei den oben ausgesprochenen Satz.

V. Bei einer anderen Reihe meiner Versuche wurde ein durch Ausglühen entmagnetisirter Stab durch einen Strom von einer bestimmten Intensität i magnetisirt; sodann durch einen Gegenstrom nur zum Theil entmagnetisirt. Wollte man dem auf diese Weise geschwächten Magnetstab sein früheres permanentes Moment wiedergeben, so war dazu ein Strom von der gleichen Intensität i wie vorher erforderlich.

VI. In einem anderen Falle wurde ein durch Ausglühen völlig entmagnetisirter Stab auf ein permanentes Moment A gebracht und durch einen Gegenstrom von der Intensität i_b, auf das permanente Moment B reducirt. Durch einen dem ersten Strom gleichgerichteten, aber schwächeren Strom erhielt sodann der Stab das permanente Moment C. Um ihn nun von der Magnetisirung C auf die Magnetisirung B zu bringen, war wieder ein Gegenstrom von der Intensität i_b erforderlich. Hierbei konnte selbstverständlich B positiv, Null oder negativ sein.

277 VII. Bei wiederholten Magnetisirungen und Entmagnetisirungen durch Ströme von derselben Intensität werden Anfangs die durch dieselbe magnetisirende Kraft erhaltenen permanenten Momente etwas grösser, als vorher; sie wachsen Anfangs immer noch schneller als die magnetisirenden Ströme, aber weniger schnell als zuerst. Dabei tritt der Wendepunkt, von dem an die Magnetismen langsamer zunehmen, schon bei einer schwächeren Intensität als vorher ein. Endlich wird die durch den stärksten angewandten Strom erreichbare Magnetisirung allmälig ein Wenig kleiner. Beim Entmagnetisiren fallen gleichfalls die Magnetismen etwas langsamer ab, als vorher. Der bei dem ersten Mal zum Entmagnetisiren genügende Gegenstrom lässt dabei dem Stabe ein bei Wiederholung der Operation immer grösser werdendes Residuum. Erst nach mehrfacher Hin- und Hermagnetisirung eines Stabes erlangt er einen constanten Zustand, wo er sich bei ferneren Magnetisirungen stets gleich verhält.

Indem bei wiederholter Anwendung der entgegengesetzten Ströme von gegebener Intensität I und $-I^1$ das Maximum der Magnetisirung allmälig auf eine bestimmte Grösse sinkt, das Minimum aber um ein Bestimmtes steigt, sind die durch die angewandten Ströme erreichbaren Magnetisirungen in engere Gränzen eingeschlossen, als vorher.

Ueber die Gränzen dieser Magnetisirungen hinaus durch noch stärkere Ströme magnetisirt, verhält sich der Stab wieder ähnlich, wie bei seiner

[1]) Marianini, Raccolta T. I, p. 1; Ann. de Chim. et de Phys. T. XVI, p. 436 et 448. 1846.*

ersten Magnetisirung. Die Magnetismen steigen erst schneller an, wie die Intensitäten der Ströme, und nähern sich erst bei noch stärkeren Strömen dem Maximum [1]).

VIII. Alle diese Erscheinungen zeigen sich am deutlichsten am harten 278
Stahl, weniger am weichen Stahl und Eisen.

Dabei sind schon bei schwächeren magnetisirenden Kräften, entsprechend den Angaben des §. 272 u. 273 die temporären Momente im harten Stahl kleiner als im weichen Stahl, und in diesem kleiner als im weichen Eisen. Da alle Stäbe gleiche Gestalt haben, so folgt hieraus wiederum, dass mit der Härte der Stoffe im Allgemeinen die magnetische Inductionsconstante k kleiner wird. Die permanenten magnetischen Momente zeigen aber gerade das entgegengesetzte Verhalten wie die temporären Momente.

IX. Nimmt man indess das Verhältniss der durch gleiche Stromintensitäten im harten und weichen Stahl und Eisen erzeugten temporären Magnetismen M_h, M_w und M_e, so nimmt mit wachsender magnetisirender Kraft das Verhältniss $\frac{M_w}{M_h}$ und $\frac{M_e}{M_h}$ allmälig ab.

Es würde hiernach das temporäre magnetische Moment im weichen Eisen sich schneller einem Maximum nähern, als im weichen und namentlich im harten Stahl. — Dies wird auch durch einige Versuche von Plücker [2]) dargelegt. Derselbe hängte vor den einen Pol eines starken Elektromagnetes ein Kreuz, gebildet aus einem dickeren Stahlstab und dünnerem Eisenstab. In grösserer Entfernung stellte sich hierbei der Eisenstab axial, so dass seine Axe sich gegen den Pol des Magnetes hin wendete, bei grösserer Annäherung aber der Stahlstab. Dasselbe ergab sich bei allmäliger Verstärkung der Magnetisirung des Elektromagnetes durch aufsteigend stärkere Ströme. Es kann indess das Resultat des vorliegenden Versuches auch nur dadurch bedingt sein, dass das Eisen wegen seiner kleineren Dimensionen schneller den Sättigungspunkt erreichte, als der dickere Stahlstab.

Directer bestätigen folgende Versuche von Plücker [3]) den oben ausgesprochenen Satz. Er riss gleich grosse Knöpfe von 8^{mm} Durchmesser und 14^{mm} Länge von Eisen und verschieden hartem Stahl von den Polen

[1]) Weniger deutlich, als bei den vorliegenden Versuchen, zeigen sich diese Verhältnisse bei einigen Versuchen von Joule (Phil. Trans. 1856. T. I, p. 287*), bei denen er namentlich den „magnetic set", d. h. die Aenderung des permanenten Magnetismus eines durch einen Strom magnetisirten Stabes bei Umkehrung der Stromesrichtung untersuchte. Die Magnetismen der vertical gestellten Stäbe wurden durch Ablenkung einer ihrem Ende genäherten Magnetnadel bestimmt. Es sollte bei Stahlstäben der „magnetic set" zuerst nahezu proportional dem Quadrat der Stromintensität, dann schneller als die dritte Potenz, dann wieder langsamer bis zur Sättigung wachsen. Bei zwei halbcylinderförmigen Magneten, bei denen die Anziehung ein Maass für die Magnetisirung gab, sollte die Aenderung des „set" bei Umkehrung des Stromes dem Quadrat der Stromintensität nahezu proportional sein. — [2]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXXVI, S. 11. 1852.* — [3]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 23. 1855.*

verschieden starker Magnete ab, indem er sie an den einen Arm eines Wagebalkens hängte, und den anderen Arm desselben theils durch ein verschiebbares Laufgewicht, theils durch Aufschütten von Sand auf die an demselben hängende Wagschale belastete. Als schwächere Magnete dienten drei gleiche verschieden stark magnetisirte Stahlstäbe I., II., III. mit abgerundeten Endflächen, und ein sehr grosser Elektromagnet, auf dessen eine Endfläche ein konisch zugespitzter, oben abgerundeter Anker gesetzt wurde, und der durch 1 oder 6 Grove'sche Elemente erregt wurde (Versuche IV. und V.). So ergaben sich unter Andern die in folgender Tabelle verzeichneten Resultate. In derselben sind unter *A* die zum Abreissen des glasharten Stahlknopfes erforderlichen Gewichte, unter den folgenden Rubriken die zum Abreissen der anderen Knöpfe erforderlichen Gewichte verzeichnet, wenn man dieselben für den glasharten Knopf gleich 1 setzt. — Unter *P* sind die Gewichte verzeichnet, welche erforderlich waren, um die Knöpfe nach ihrer Magnetisirung von einem oben abgerundeten weichen Eisenstab abzureissen. Sie geben also ein Maass für ihre permanenten Magnetismen.

	A.	Glasharter Stahlknopf.	Gelb angelaufener Stahlknopf.	Blauer Stahlknopf.	Weicher Eisenknopf.
I.	0,1225	1	2,18	2,78	3,31
II.	1,1000	1	1,72	2,21	2,62
III.	18,3	1	1,35	1,63	1,93
IV.	233	1	1,12	1,28	1,42
V.	1149	1	1,084	1,25	1,37
P		24,6	20,3	11,7	0[1]).

Diese Tabelle zeigt deutlich, wie die Anziehung des Eisens und weicheren Stahles bei grösseren Kräften des dasselbe magnetisirenden Magnetes langsamer wächst, als die des glasharten Stahles, dass also das temporäre Moment des letzteren erst bei grösseren magnetisirenden Kräften ein Maximum erreicht, als das der ersteren.

Aehnliche Resultate hat auch schon früher E. Becquerel[1]) erhalten, als er gleich grosse Stäbchen von weichem Eisen und Gusseisen in horizontaler Lage an einem Coconfaden aufhängte und sie zwischen den Polen eines Magnetes schwingen liess, und letztere in verschiedene Abstände von den Stäbchen brachte. Waren die Pole weit von den Stäbchen entfernt, also die magnetisirende Kraft schwach, so verhielten sich die dem umgekehrten Quadrat der Schwingungsdauer proportionalen, auf das weiche Stahlstäbchen und das Stäbchen von Gusseisen wirkenden Kräfte wie 1 : 0,655; waren die Pole nahe an denselben, also die magnetisirende Kraft gross, wie 1 : 0,739.

279 Das Verhältniss der magnetischen Momente des Nickels, Kobalts und

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXII, p. 78. 1851.*

Eisens ist mehrfach, jedoch wohl selten mit reinen Materialien bestimmt worden. So liess Gay-Lussac [1]) eine Magnetnadel für sich und über gleich grossen Eisen- und Nickelplatten schwingen. Die Schwingungsdauer von je 10 Schwingungen betrugen 131, 60 — 65 und 77 — 78 Secunden, wonach sich die im Eisen und Nickel inducirten Momente etwa wie 2 : 1 verhielten. — Lampadius [2]) fand dagegen die Anziehung dreier gleich schwerer an einer Wage aufgehängten von Stücke Frischeisen und Nickel und (unreinem) Kobalt im Verhältniss von 55 : 35 : 25. Legirungen von Nickel mit Platin und Gold zeigten nahezu denselben Magnetismus wie Nickel.

Nach Biot [3]) würde eine Nickelnadel von möglichst reinem Metall, mit demselben Magnet bis zur Sättigung gestrichen, wie eine gleich grosse Stahlnadel, ein Drittel des permanenten Magnetismus der letzteren behalten.

Nach E. Becquerel [4]) soll bei gleicher Dichtigkeit, d. i. wenn in einem gleichen Volum gleiche Gewichtsmengen der verschiedenen Stoffe, z. B. als Feilspäne enthalten sind, der in dem weichen Nickel erzeugte „specifische" Magnetismus dem des weichen Eisens gleich sein und sich Kobalt wahrscheinlich ebenso verhalten. Genauere Bestimmungen dieser Werthe bieten insofern manche Schwierigkeiten, als Beimengungen von Eisen nur schwer vollständig vermieden werden können.

Aus einigen Versuchen, die Arndtsen [5]) mittelst des Diamagnetometers (vergl. d. Cap. Diamagnetismus) angestellt hat, würde folgen, dass die temporären und permanenten Momente M und m eines Streifchens Nickelblech mit wachsender Intensität des magnetisirenden Stromes sehr bald einem Maximum sich nähern. Dieselben sind bei Anwendung der in absolutem Maass gemessenen Intensitäten I der magnetisirenden Kräfte:

I	38,05	195,91	325,92	420,88	573,62
M	148,84	197,12	202,17	202,14	205,45
m	37,31	85,59	90,64	92,61	93,62

Bei Vergleichung dieser Momente mit denen eines gleichgestalteten Eisenstabes würde sich aus den Versuchen von Weber (§. 284) berechnen, dass bei sehr schwachen magnetisirenden Kräften das Moment des Nickelstabes an 5mal grösser, bei stärkeren Kräften aber kleiner ist, als das des Eisens. — Es würden also die Theilchen des Nickels stärker der durch die magnetisirenden Kräfte bewirkten Drehung in die magnetische Lage folgen, aber an und für sich ein schwächeres magnetisches Moment besitzen, als die des Eisens (s. §. 284). — Aehnliche Resultate hat Plücker [6]) beim Kobalt erhalten (Vergl. das Capitel Diamagnetismus).

Beim Magneteisenstein würde nach E. Becquerel l. c. der durch gleiche magnetisirende Kräfte erregte specifische Magnetismus 0,48 von dem des Eisens sein.

1) Gay-Lussac, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXV, p. 119. 1824.* — 2) Lampadius, Schweigg. Journ. Bd. X, S. 174. 1814.* — 3) Biot in Hauy, Traité de Phys. T. II, p. 126. — 4) E. Becquerel, Compt. rend. T. XX, p. 1708. 1845. — 5) Arndtsen, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 606. 1858.* — 6) Plücker, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 1. 1854.*

Künstliches Schwefeleisen kann auch durch Streichen permanenten Magnetismus erhalten [1]).

280 Der im Stahl erzeugte temporäre Magnetismus kann Veranlassung zu einer scheinbar anomalen, schon von ältern Physikern, wie Aepinus, Musschenbroek beobachteten Erscheinung geben.

Nähert man dem einen (Nord)pol eines nicht zu stark magnetisirten Stahlstabes A einen gleichnamigen (Nord)pol eines zweiten stark magnetischen Stahlstabes B, so tritt nach den bekannten Gesetzen eine Abstossung des ersten Poles A durch den zweiten ein. Bringt man aber den stärkeren Pol B dicht an den schwächeren Pol des ersten Magnetes, so verwandelt sich diese Abstossung in eine Anziehung. Entfernt man den Magnet B wieder von A, so tritt von Neuem bei weiterer Entfernung der Magnete eine Abstossung hervor.

Der Grund dieser Erscheinung ist der, dass bei unmittelbarer Berührung des starken Poles B mit dem schwachen Pol A temporär in letzterem ein dem schon vorhandenen permanenten Magnetismus entgegengesetzter temporärer Magnetismus erregt wird, welche aber beim Aufhören der wirkenden Kraft, d. i. bei Entfernung des Poles B, wieder der früheren Polarität Platz macht. Im Inneren des Magnetstabes A bleibt in weiterer Entfernung von den beiden Polen die frühere Polarität bei, indem die die Moleküle richtende Kraft von B nicht bis zu den dort liegenden Theilchen sich mit solcher Stärke erstreckt, dass sie ihre Lage umkehrt. Entfernt man daher den Pol B, so wird durch die Einwirkung dieser entfernteren Moleküle von A die frühere Polarität wieder hergestellt. Sind indess die Magnete sehr ungleich, so kann sich bei der Berührung die Magnetisirung des schwächeren permanent umkehren [2]).

Da durch magnetisirende Kräfte auch in einem bis zur Sättigung magnetisirten Stahlstab temporärer Magnetismus erzeugt werden kann, so ändert sich das magnetische Moment von Stahlmagneten, welche man in eine mehr oder weniger geneigte Stellung gegen die Inclinationsrichtung bringt, durch den Einfluss des Erdmagnetismus [3]). Man kann diese Aenderungen untersuchen, indem man in einer bestimmten Entfernung vor den Polen eines vertical gestellten Stahlmagnetes Magnetnadeln aufstellt und ihre Oscillationsdauer bestimmt. Befindet sich der Nordpol des Magnetes unten, so verstärkt der Erdmagnetismus temporär sein Moment, befindet sich der Südpol unten, so schwächt er dasselbe.

Auf der Erfahrung, dass der temporäre Magnetismus, welcher einem Stahlmagnet durch Kräfte ertheilt wird, die der ursprünglichen Magnetisirung entgegen wirken, in gewissen Fällen entgegengesetzt sein kann dem ursprünglichen permanenten Magnetismus der Nadel, beruht das

[1]) Hatchett, Phil. Trans. 1804; Gilb. Ann. Bd. XXIV, S. 58. — [2]) Vergl. auch Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 375. 1838.* — [3]) Kupfer, Pogg. Ann. Bd. XII, S. 121;* Kastner's Archiv Bd. XIII, S. 13. 1828.*

§. 210 erwähnte Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung der Nadel des Galvanometers durch abwechselnd gerichtete oder nur unterbrochene Ströme.

Man kann dieses Phänomen auch in der Art erhalten, dass man vor einer Magnetnadel durch eine Centrifugalmaschine einen Magnetstab um eine ihn halbirende, in dem magnetischen Meridian liegende, horizontale Axe so rotiren lässt, dass bei seinem Durchgang durch die horizontale Lage der eine oder andere Pol in einiger Entfernung nach Ost oder West von dem einen Pol der Magnetnadel sich befindet[1]). Steht die Nadel im magnetischen Meridian, so bleibt sie in demselben; wird sie aber gegen denselben senkrecht gestellt, so verbleibt sie auch in dieser Stellung, gleichviel, welchen Pol sie der Rotationsebene des Magnetstabes zukehrte, da nun die anziehende und abstossende Wirkung der Pole des Stabes auf die Pole der Nadel bei dem schnellen Wechsel ihrer Lage sich aufheben, und nur der jedesmal in dem dem Stab zunächst liegenden Ende derselben vertheilte Magnetismus, welcher dem des genäherten Poles des Stabes in jedem Falle ungleichnamig ist, eine Anziehung jenes Endes zur Folge hat.

Ausser den vorher beschriebenen Versuchen habe ich einige andere 281
Versuche über die Aenderungen des temporären und permanenten Magnetismus von Eisendräthen durch Ströme angestellt, welche in der einen oder anderen Richtung direct durch dieselben hindurch geleitet wurden.

Diese Versuche wurden in ganz derselben Weise ausgeführt, wie die §. 274 beschriebenen. Eisendräthe von etwa 58^{ctm} Länge wurden in der Axe einer horizontal von Ost nach West gerichteten vor einem magnetischen Stahlspiegel liegenden Drathspirale aufgespannt, und ihr temporäres und permanentes magnetisches Moment aus der Ablenkung des Stahlspiegels bestimmt, sowohl während der Dauer als auch nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes. Nachher wurde durch die Dräthe in der einen oder anderen Richtung ein Strom direct hindurch geleitet und wiederum ihr Moment gemessen. Man hatte sich überzeugt, dass der Strom für sich die Ablenkung des Stahlspiegels nicht änderte.

In der folgenden Tabelle I sind einige der Resultate verzeichnet, welche ich erhielt, während der Drath beständig der magnetisirenden Kraft unterworfen war. Unter M sind die Ablenkungen des Spiegels des Galvanometers angegeben, wenn jene Kraft allein wirkte, unter $+m$ und $-m$ die Ablenkungen, wenn der Strom in der einen oder anderen Richtung den Drath durchfloss.

I.

M	$+m$	M	$+m$	M	$-m$	M	$+m$	M
254	247	261	247	261	246,5	261	246,5	261.

[1]) Poggendorff l. c.

In der Tabelle II. sind dagegen unter M die Ablenkungen des Spiegels durch einen nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes permanent magnetisirten Eisendrath verzeichnet, sowohl am Anfang der Versuche (M), als nachdem ein Strom in dieser oder jener Richtung durch ihn geleitet und dann wieder geöffnet worden war (M_+ und M_-). Unter $+m$ und $-m$ sind die Ablenkungen angeführt, die der Drath dem Spiegel während der Einwirkung dieses abwechselnd gerichteten Stromes ertheilt.

II.

M	$+m$	M_+	$+m$	M_+	$+m$	M_+	$+m$	M_+	$-m$	M_-
223,5	121,5	132	118	128	117,5	127,5	116,5	125	81,5	87,5

sodann nach oft wiederholtem Umkehren der Richtung des hindurchgeleiteten Stromes:

M_-	M_+	M_-	M_+	M_-	M_+	M_-
42,5	54	39,5	51,5	37	50	35,5.

Aus diesen Versuchen ergeben sich im Wesentlichen folgende Resultate:

1. Leitet man durch einen Eisendrath, welcher in der Axe einer Magnetisirungsspirale liegt, und in derselben temporär magnetisirt wird, während der magnetisirende Strom geschlossen bleibt, einen Strom, so vermindert sich sein temporärer Magnetismus. Nach dem Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes tritt derselbe stärker auf als vorher. Bei wiederholtem Schliessen des hindurchgeleiteten Stromes, gleich viel, welches seine Richtung ist, vermindert sich dann stets der temporäre Magnetismus, und tritt nach dem Oeffnen desselben in gleicher Stärke wie vorher auf.

2. Leitet man durch den Eisendrath, nachdem der magnetisirende Strom geöffnet worden ist, einen Strom, so vermindert sich gleichfalls sein permanenter Magnetismus [1]). Beim Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes wächst derselbe ein wenig, aber nicht bis zur früheren Stärke. — Wiederholtes Schliessen und Oeffnen des hindurchgeleiteten Stromes vermindert den permanenten Magnetismus des Drathes nur noch sehr wenig. Wird aber ein Strom in entgegengesetzter Richtung durch den Drath geleitet, so vermindert sich sein Magnetismus wieder sehr stark.

3. Hat man dem Drath durch wiederholte Umkehrung der Richtung des hindurchgeleiteten Stromes einen grossen Theil seines permanenten Magnetismus entzogen, und leitet nun den Strom durch denselben in

[1]) In ähnlicher Weise hat man schon vor langer Zeit, u. A. auch Marianini, beobachtet, dass der Schlag einer Leydener Flasche, welchen man durch die Axe eines Magnetstabes leitet, seinen Magnetismus vermindern kann. Marianini, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XVI, p. 436. 1846.*

der einen und anderen Richtung, so wächst in dem einen Fall der Magnetismus, den er ohne den hindurchgeleiteten Strom besass; in dem anderen vermindert sich derselbe. Bei Wiederholung der Umkehrung der Stromesrichtung ist dabei stets eine ganz allmälige Abnahme des permanenten Magnetismus des Drathes zu beobachten, den man auf diese Weise nach und nach entmagnetisiren kann.

Ein complicirteres Verhalten, als bei der Magnetisirung durch galva- 282
nische Ströme tritt ein, wenn man Stahlstäbe durch Streichen permanent zu magnetisiren sucht. Während sie im ersteren Falle (abgesehen von besonderen, im Capitel „Induction" zu behandelnden Umständen) in unmessbar kurzer Zeit das der betreffenden magnetisirenden Kraft entsprechende temporäre und auch permanente Moment erhalten, bedarf es beim Streichen eines Stahlstabes wiederholter Striche mit einem Stahlmagnet, um dasselbe Resultat zu erreichen.

So hat Quetelet [1]) parallelepipedische Nadeln durch Streichen mit zwei gegen die Nadel um etwa 10 Grad geneigte Magnetstäbe magnetisirt, welche von der Mitte gegen ihre Enden geführt wurden. Nach jedem Strich wurde die Dauer von 100 Schwingungen gemessen. Es ist dann das magnetische Moment der Nadel:

$$M = const. \frac{Pl^2}{T^2},$$

wo P das Gewicht, l die Länge, T die Schwingungsdauer der Nadel ist.

Ist I das magnetische Moment der Nadel, wenn sie zum Maximum magnetisirt ist, ist x die Anzahl der Striche, welche die Nadel erhalten hat, so drückt nach diesen Versuchen die Formel:

$$M_x = I\left(1 - \mu^{x^\alpha}\right),$$

in der μ und α zwei Constante sind, die von der Natur der Nadel und dem Magnetismus der streichenden Magnete abhängen, das magnetische Moment M_x derselben nach x Strichen aus.

Bei kleineren geraden Nadeln von etwa 645 Millimeter Länge und 5445 Milligramm Gewicht ist α etwa $^2/_3$. Nach 30 Strichen haben diese Nadeln nahezu ihren Sättigungspunkt erreicht.

Der Magnetismus der Nadeln nimmt also bei den ersten Strichen schnell, dann immer langsamer zu.

Wird eine parallelepipedische Nadel zuerst auf zwei gegenüberstehenden Flächen so lange gestrichen, dass sie bei weiterem Streichen keinen Zuwachs an Magnetismus zeigt, so nimmt sie von Neuem Magnetismus an, wenn man sie auf den beiden anderen Flächen streicht.

Wird eine durch eine bestimmte Anzahl Striche magnetisirte Nadel entgegengesetzt gestrichen, so verliert sie schon beim ersten Strich, oder

[1]) Quetelet, Ann. de Chim. et de Phys. T. LIII, p. 248. 1833.*

bei grösserer Masse nach den zwei ersten Strichen ihren ganzen Magnetismus und kehrt sogar ihre Polarität um. Indess nimmt die Nadel durch eine gleiche Anzahl Striche wie vorher nicht ein ganz gleich grosses entgegengesetztes Moment an. So betrugen z. B. die Schwingungsdauern bei einer 15 Ctm. langen, 15 Millim. breiten und 7 Ctm. dicken Nadel bei auf einander folgenden Umkehrungen der Magnetisirung:

Striche	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.
+ 1	+ 195	+ 235,2	+ 250	+ 257,3	+ 262	+ 245,5	+ 292	+ 246	+ 276
+ 24	+ 127,5	+ 135,3	+ 141,8	+ 141,5	+ 148,5	+ 150,7	+ 153,7	+ 151,9	+ 153,0
— 1	—	—	— 261	— 407,0	— 355	— 353	— 305	— 314	—
— 24	— 145,5	—	— 148,3	— 153,5	— 156	— 156	— 157,5	— 155,3	—

Die negativen Vorzeichen bedeuten die der ursprünglichen (+) entgegengesetzte Magnetisirung der Nadel.

Das durch eine gleiche Anzahl Striche bei der Magnetisirung erzeugte magnetische Moment der Nadel ist also bei jeder Umkehrung geringer. Es sind dabei zuerst die Magnetismen grösser, welche der Richtung der ersten Striche entsprechen. Nachher nähern sich aber die Magnetismen bei beiden Richtungen der Magnetisirung derselben constanten Grösse.

Die letzten Reihen, welche bei der negativen und positiven Magnetisirung der Nadel erhalten wurden, gaben magnetische Momente, welche ziemlich gut den Formeln:

$$+M = +4{,}38\,(1 - 0{,}36^{\sqrt{x - 0{,}8236}}) \text{ und } -M_l = -4{,}1\,(l - 0{,}36^{\sqrt{x - 0{,}933}})$$

entsprechen.

Die Resultate, welche Quetelet in Bezug auf das Verhältniss der magnetischen Momente der magnetisirenden und magnetisirten Stäbe bei verschiedenen Dimensionen derselben erhielt, können wegen der Ungleichheit der verwendeten Stahlsorten keine allgemeinere Beziehungen geben.

283 Wir wenden uns jetzt der Erklärung der in den vorigen Paragraphen beschriebenen Thatsachen zu.

Um zunächst das bei wachsender magnetisirender Kraft allmälig eintretende Maximum des temporären magnetischen Momentes zu begründen, musste man unter der Annahme der Scheidung magnetischer Fluida zu der Hypothese seine Zuflucht nehmen, dass diese Scheidung nicht proportional der scheidenden magnetischen Kraft statthabe, sondern mit wachsender Intensität derselben in geringerem Verhältniss vor sich gehe. Auf diese Weise sucht Plücker[1]) die von Müller abgeleitete Formel für die

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 12. 1854.*

Beziehung zwischen der magnetisirenden Kraft p und dem in den Eisenstäben entwickelten temporären magnetischen Moment:

$$m = c \, arctg \, \frac{p}{k} = \frac{cp}{k}\left(1 - \frac{1}{3}\left(\frac{p}{k}\right)^2 + \cdot\cdot\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

aus der Annahme herzuleiten, dass der Scheidung der magnetischen Fluida in den einzelnen Molekülen ein gewisser Widerstand entgegenstehe, welcher im Allgemeinen einer Potenz der magnetisirenden Kraft p entspreche. Dann würde sich das magnetische Moment m ausdrücken lassen durch die Formel:

$$m = p\lambda - \mu\,(p\lambda)^n = p\lambda\,(1 - \mu\,(p\lambda)^{n-1}) \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

wo λ und μ Constante sind, die Plücker mit dem Namen „Inductions-“ und „Widerstandscoefficient“ bezeichnet, und wo $n > 1$ ist. Da n nicht $= 2$ sein kann, indem sonst bei entgegengesetzter Magnetisirung, wenn p in $-p$ übergeht, der Werth m nicht in $-m$ übergehen würde, nimmt Plücker willkürlich $n = 3$ an. Dann entspricht die Formel 2 der Formel 1, wenn man $\lambda = \frac{c}{k}$, $\mu = \frac{1}{3c^2}$ setzt.

Zur Begründung des Auftretens des permanenten Magnetismus müsste man noch die Annahme der Coercitivkraft machen (§. 60), die man gewissermaassen auch als einen Widerstand auffassen könnte, welcher die Rückkehr der geschiedenen Fluida zu einander verhinderte. — Die Erscheinung, dass schwächere und entgegengesetzte Kräfte, als die magnetisirenden, einem Stab den permanenten Magnetismus entziehen, würde zu der Folgerung veranlassen, dass der Widerstand bei der Trennung der Fluida von einander grösser wäre, als bei ihrer Wiedervereinigung.

Viel übereinstimmender mit dem auch später mitzutheilenden mecha- 284
nischen Verhalten der Magnete erscheint zur Erklärung der bisher erwähnten Resultate die Annahme von drehbaren Molekularmagneten, die in einem unmagnetischen Stab in allen Richtungen durch einander liegen, im magnetischen gerichtet sind (vergl. §. 59 und 61). Bezeichnet z. B. OX, Fig. 170 (a. f. S.), die Richtung der auf einen Eisen- oder Stahlstab wirkenden magnetisirenden Kraft, so wird dann auch OX die Richtung der magnetischen Axe des Stabes werden. Es sei NS einer der kleinen Molekularmagnete, welcher im unmagnetischen Zustande des Stabes mit der Axe OX den Winkel $NOX = \alpha$ bildet. Durch die magnetisirende Kraft, deren Grösse X sei, wird NS der Axe OX um den Winkel β zugedreht werden, so dass es die neue Lage $N_I S_I$ einnimmt, in der es mit OX nur noch den Winkel $\alpha - \beta$ macht. Das auf NS in dieser Lage durch die magnetisirende Kraft $N_I A = X$ ausgeübte Drehungsmoment ist $N_I B = X \sin(\alpha - \beta)$. Soll nun der Molekularmagnet im Gleichgewicht sein, so muss das durch die Molekularkräfte auf denselben ausgeübte Drehungsmoment $N_I C$, welches denselben in seine frühere Lage zurückzuführen strebt, dem magnetischen

Drehungsmoment gleich sein. Das erstere ist im Allgemeinen eine Function des Winkels NON_1, um den NS gedreht worden ist, so dass also als Gleichgewichtsbedingung gälte:

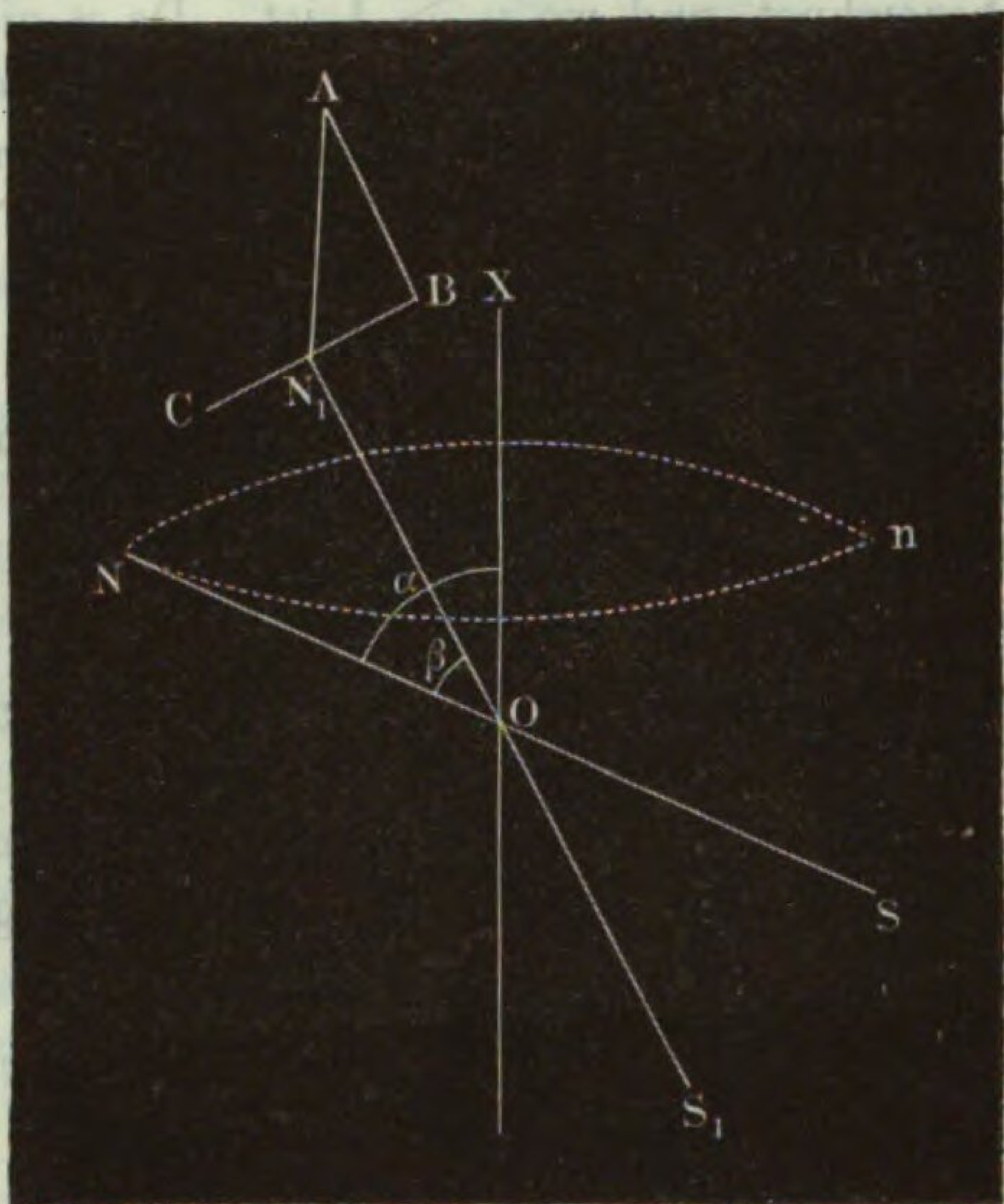
$$X \sin(\alpha - \beta) = D . f(\beta) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Das magnetische Moment des Molekularmagnetes für sich sei m, also das Moment, welches er in seiner unmagnetischen Ruhelage dem Pole in der Richtung OX ertheilt, $m . \cos \alpha$. Nach der Drehung ist letzteres Moment $m \cos(\alpha - \beta)$, also die durch die Drehung bewirkte Zunahme des Momentes des Stabes:

$$M = m (\cos(\alpha - \beta) - \cos \alpha) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Würden wir diese Betrachtung über alle Moleküle des Magnetes ausdehnen, so würden wir unter gewissen Annahmen über die Function f der zurücktreibenden Molekularkräfte das durch die Kraft X dem Körper ertheilte magnetische Moment berechnen können. — Die einfachste Annahme in dieser Beziehung wäre die, dass die zurücktreibende Kraft dem Drehungswinkel β des Molekularmagnetes direct entspräche. Für kleinere Drehungen kann man dann auch mit Weber den Winkel seinem Sinus gleich setzen, so dass die Gleichgewichtsbedingung des gedrehten Molekularmagnetes ist:

Fig. 170.



$$X \sin(\alpha - \beta) = D . \sin \beta$$

oder

$$tg \beta = \frac{X \sin \alpha}{D + X \cos \alpha}.$$

Aus dieser Gleichung kann man in die Gleichung (2) den Werth für β einsetzen und erhält:

$$M = m \left(\frac{X + D \cos \alpha}{\sqrt{D^2 + X^2 + 2 D X \cos \alpha}} - \cos \alpha \right).$$

Ist nun die Zahl sämmtlicher Moleküle, welche im unmagnetischen Zustande des Körpers in einem Raumelemente oder, wenn wir wollen, Massenelemente nach allen Richtungen hin liegen, gleich n, und stellen wir uns vor, dieselben wären alle durch den Mittelpunkt einer Kugel vom Radius 1 hin-

durchgelegt, so würde die Zahl der gegen die Flächeneinheit der Kugeloberfläche gerichteten Moleküle gleich $\frac{n}{4\pi}$ sein, die Zahl der Moleküle also, welche gegen eine auf der magnetischen Axe OX vertical stehende Zone Nn der Kugeloberfläche gerichtet sind, deren Winkelabstand von OX gleich α ist, $\frac{n}{4\pi} \cdot 2\pi \sin\alpha\, d\alpha$, also das durch diese Moleküle nach ihrer Drehung dem Körper ertheilte Moment gleich $\frac{n}{2} M \sin\alpha\, d\alpha$, und das durch die Drehung aller Moleküle des Elementes des Körpers erzeugte Moment

$$M_0 = \frac{mn}{2} \int_0^\pi M . \sin\alpha d\alpha = mn \left(1 - \frac{1 D^2}{3 X^2}\right).$$

Mit wachsendem X nähert sich also das Moment immer mehr dem Werthe mn. (Die von Weber entwickelte Formel weicht von dieser Formel ein wenig ab.)

Mit Zugrundelegung der Annahme der magnetischen Fluida hatten wir in der mathematischen Theorie der Magnetisirung das in der Einheit des Volums durch eine äussere magnetische Kraft erregte magnetische Moment dieser Kraft X selbst und einer Constanten k proportional gesetzt. Unter der Annahme drehbarer Molekularmagnete müssen wir daher in allen Formeln für die Magnetisirung den Werth kX durch den oben angeführten $M_0 = mn\left(1 - \frac{1}{3}\frac{D^2}{X^2}\right)$, die Constante k also durch $mn\left(\frac{3X^2 - D^2}{3X^3}\right)$ ersetzen, wo n auf das Raumelement bezogen ist.

Für ein Rotationsellipsoid z. B., auf welches in der Richtung seiner Rotationsaxe die magnetisirende Kraft X gleichförmig wirkt, hatten wir nach §. 239, 4 das Moment in Bezug auf jene Axe gefunden:

$$P = \frac{kvX}{1 + kC},$$

wo v das Volumen des Ellipsoides, C eine von seiner Gestalt abhängige Constante ist.

Bezeichnen wir das durch die magnetisirende Kraft Eins in der Masseneinheit erzeugte magnetische Moment mit K, das specifische Gewicht des Eisens mit s, so ist $k = sK$; dann wird das Moment

$$P = \frac{KsvX}{1 + sKC}.$$

Ist die Masse des Ellipsoides $sv = 1$, so ist das Moment desselben

$$P_m = \frac{KX}{1 + sKC}.$$

[1]) Weber, Elektrodynamische Maassbest. III, S. 570.

Setzt man in diese Formel den oben erhaltenen Werth M ein, in welchem jetzt n auf die Masseneinheit bezogen werde, so ist

$$P_m = \frac{M_0}{1 + sC.\frac{M_0}{X}}.$$

Für ein sehr gestrecktes Ellipsoid wird der Nenner gleich Eins (§. 239, 7), also

$$P_m = M_0 = mn\left(1 - {}^1/_3\,\frac{D^2}{X^2}\right).$$

Diese Formel hat Weber geprüft, indem er einen Eisenstab in eine denselben eng umschliessende so lange Spirale einlegte, dass auf der ganzen Länge des Stabes die Scheidungskraft constant blieb. (Auf dem Querschnitt war dies nicht genau der Fall). Vor die Spirale wurde ein Magnetometer gestellt, und die Enden des Spiraldrathes noch in zwei weiteren in umgekehrter Richtung gebogenen Windungen um die Mitte der Spirale gelegt, so dass der Strom in ihnen die Wirkung der Spirale für sich auf den Magnet des Magnetometers compensirte. Die Ablenkungen desselben rühren dann nur von dem Magnetismus des Eisenkernes her. Dieselben lassen das Moment des Kernes leicht in absolutem Maasse berechnen. Das Moment wurde durch das Gewicht des Eisenstabes in Milligrammen dividirt, um das Moment einer Masseneinheit von gleicher Gestalt wie der Stab zu erhalten. Dieses Moment ist in folgender Tabelle mit P_m bezeichnet. Die Intensität I des durch die Spirale geleiteten Stromes wurde durch eine Tangentenboussole nach elektromagnetischem absolutem Maass gemessen. Die auf die Mitte des Eisenstabes und auch seine übrigen Punkte ausgeübte elektromagnetische Scheidungskraft X ergiebt sich dann nach den Formeln des §. 142 in absolutem Maasse, wenn die Zahl und Weite der Windungen und die Länge der Spirale bekannt ist. Die für verschiedene Werthe von X beobachteten Momente P_m sind in folgender Tabelle mit den nach obiger Formel berechneten verglichen. Wir haben dabei die freilich nicht ganz genügende Annahme gemacht, dass die Längendimension des Eisenstabes gegen seine Querdimensionen sehr gross ist, so dass wir ihn als ein sehr gestrecktes Ellipsoid betrachten können, wodurch sich wohl die Abweichungen zwischen den berechneten und beobachteten Resultaten erklären können. In dem Ausdruck für $P_m = mn\left(1 - {}^1/_3\,\frac{D^2}{X^2}\right)$ ergeben sich dabei die für die Eisensorte des untersuchten Stabes charakteristischen Constanten:

$$mn = 1808$$
$$D = 803{,}8$$

x	P_m beobachtet	P_m berechnet
658,9	911,1	911,1
1381,5	1424,0	1595
1792,0	1547,9	1686,9
2151,0	1627,3	1721
2432,8	1680,7	1744
2757,0	1722,7	1757
3090,6	1767,3	1767,3
3186,0	1787,7	1769
2645,6	1707,9	1742,4
2232,1	1654,0	1730
1918,7	1584,1	1702,2
1551,2	1488,9	1646
1133,1	1327,9	1404,4
670,3	952,0	942,6

Bei der Betrachtung, dass die durch die magnetisirende Kraft gedrehten Moleküle stets sich so stellen, dass ihre Axe mit der Resultante der magnetisirenden Kräfte und der sie in ihre erste unmagnetische Gleichgewichtslage zurückführenden Molekularkräfte zusammenfällt, ist indess ein Umstand nicht berücksichtigt, der die Resultate wesentlich ändern kann. 285
Man findet nämlich, wie wir später ausführen, dass Erschütterungen das temporäre Moment, auch eines weichen Eisenstabes, der sich unter Einwirkung einer Magnetisirungsspirale befindet, wesentlich vermehren, so dass die Moleküle durch eine Art von „Reibung der Ruhe" in der Bewegung gehindert werden, welche ihnen durch die magnetisirende Kraft ertheilt werden würde, und sie erst nach Ueberwindung dieser Reibung durch mechanische Erschütterungen völlig die magnetische Gleichgewichtslage annehmen [1]). Der Magnet verhält sich hierin gerade wie ein Körper, dessen Gestalt durch äussere mechanische Kräfte temporär geändert wird, und der gleichfalls erst bei wiederholten Erschütterungen die durch die mechanischen Kräfte gebotene Gestaltsänderung völlig erfährt. — Ueber die Gesetze dieses Bewegungswiderstandes der Moleküle wissen wir aber noch nichts Näheres.

Das Maximum des temporären magnetischen Momentes des Körpers würde bei einer magnetisirenden Kraft erreicht sein, bei welcher die Axen

[1]) G. Wiedemann l. c.

aller Molekularmagnete der magnetischen Axe des Körpers parallel und mit ihren gleichen Polen nach derselben Seite gerichtet sind. Dies wird erst dann eintreten, wenn die magnetisirende Kraft so stark wirkt, dass sie die Kräfte überwiegt, vermöge deren jedes durch den Strom gerichtete Molekül in Folge seiner magnetischen Anziehungen die benachbarten Moleküle in entgegengesetzter Lage einzustellen sucht, wodurch jedesmal das magnetische Moment sich viel geringer ergiebt, als wenn alle Moleküle ohne gegenseitige magnetische Einwirkung auf einander blieben.

Das nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft in den magnetisirten Körpern zurückbleibende permanente magnetische Moment scheint dadurch bedingt zu sein, dass sich bei der Drehung der Molekularmagnete selbst die zwischen ihnen wirkenden Molekularkräfte geändert haben, so dass sie nach dem Aufhören der dieselben drehenden magnetischen Kräfte nicht vollständig ihre früheren Gleichgewichtslagen wieder einnehmen, gerade wie ein Körper, dessen Gestalt durch mechanische Kräfte temporär geändert ist, nach dem Aufhören derselben eine permanente Gestaltsveränderung beibehält. Da auch hier nach später zu erwähnenden Versuchen Erschütterungen den permanenten Magnetismus vermindern, so könnte man diese Aenderung der Molekularkräfte sich bildlich wiederum durch einen „Reibungswiderstand“ ersetzt denken, der die gedrehten Moleküle hindert, völlig dem Zug der Molekularkräfte zu folgen, der sie in die unmagnetische Lage zurückführt.

Das Gesetz der Aenderung der Molekularkräfte bei der Drehung der Moleküle kennen wir nicht. Es kann also von vornherein über das Verhältniss der temporären und permanenten Momente kein Schluss gezogen werden. Wollte man annehmen, dass die permanente Drehung, welche die magnetischen Moleküle nach Aufhören der magnetisirenden Kraft behalten, proportional der durch letztere bewirkten permanenten Drehung ist, so würde nach der Formel (2) des §. 284 das permanente magnetische Moment in der Richtung der Axe des Körpers für jeden Molekularmagnet

$$M_p = \left[m \left(\cos\alpha - \frac{\beta}{n} \right) - \cos\alpha \right]$$

sein.

Das Maximum des permanenten magnetischen Momentes würde der Körper behalten, wenn er während der Einwirkung der magnetisirenden Kraft auch das Maximum des temporären Momentes erlangt hätte.

Wenn man zuweilen von einer „Uebersättigung“ eines Magnetstabes mit Magnetismus spricht, so kann das nur so viel heissen, dass stark magnetisirte Stäbe bei mechanischen Einflüssen, z. B. Erschütterungen, eine grössere Menge ihres Magnetismus verlieren, als schwach magnetisirte und erst mit der Zeit nach wiederholten Erschütterungen einen permanenten Zustand erhalten. Eine wirkliche Uebersättigung ist nach den vorher mitgetheilten Erfahrungen nicht anzunehmen.

Die Verschiedenheit, welche das weiche und harte Eisen, der weiche und harte Stahl bei der Magnetisirung zeigen, lässt sich auch nach dieser mechanischen Theorie viel besser und sachgemässer erklären, als nach der Theorie der scheidbaren Fluida. Nach letzterer müsste der Widerstand, welcher sich der temporären Scheidung der Fluida entgegenstellte, grösser sein beim harten und weichen Stahl, als beim harten oder beim weichen Eisen, so dass die temporäre Magnetisirung des ersteren kleiner wäre, als die des letzteren. Ebenso würde sich auch beim Aufhören der magnetisirenden Kraft der Wiedervereinigung der Fluida im Stahl ein grösserer Widerstand darbieten, als im Eisen, und so ersterer mehr permanenten Magnetismus behalten. 286

Nach der Theorie der drehbaren Molekularmagnete würden diese Widerstände auf die der Drehung der Moleküle entgegenstehenden Molekularkräfte zu übertragen sein. Im weichen Eisen werden die Moleküle leichter beweglich sein; sie folgen der magnetisirenden Kraft in ihrer Drehung weiter als die Moleküle des härteren Eisens und Stahls; das durch gleiche Kräfte erzeugte temporäre magnetische Moment ist in ersterem grösser. Dabei gelangen aber im Eisen die Moleküle schon bei schwächeren Kräften in die Lage, in welcher ihre magnetischen Axen der magnetischen Axe des Körpers parallel sind. Während also im Stahl noch die temporäre Magnetisirung schnell ansteigt, nähert sie sich im Eisen schon langsamer dem Maximum. — Nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft finden wiederum die Moleküle des weichen Eisens einen geringeren Bewegungswiderstand, oder die Molekularkräfte sind weniger geändert, sie ziehen die Moleküle fast vollständig in ihre unmagnetischen Lagen zurück; im harten Eisen und Stahl dagegen werden sie durch die Aenderung der Molekularkräfte gehemmt, sie behalten eine stärkere permanente Drehung und der aus ihnen zusammengesetzte Körper ein bedeutenderes permanentes magnetisches Moment.

In dieser Beziehung ist das Verhalten des Eisens und Stahls gegen äussere mechanische Kräfte verschieden von dem gegen magnetisirende Kräfte, da bei der Einwirkung der ersteren auf Eisen die temporären Gestaltsveränderungen, aber auch die permanenten bedeutender sind als beim Stahl. Es ist indess wohl zu beachten, dass durch mechanische Kräfte nicht nur eine Drehung der Moleküle um ihren fest bleibenden Schwerpunkt, sondern auch eine Verschiebung derselben an einander bewirkt wird, während bei der Wirkung magnetischer Kräfte, wenigstens in gewöhnlichen, nicht gedrillten und gebogenen Körpern, nur die erstere eintritt, so dass doch ein wesentlicher Unterschied in der Wirkung beider Arten von Kräften besteht.

Um zu erklären, dass zur Entmagnetisirung eines permanent magne- 287
tisirten Stabes eine geringere magnetische Gegenkraft erforderlich sei, als zum Magnetisiren, müssen wir annehmen, dass, wenn wir eine magnetische Kraft auf die gedrehten magnetischen Moleküle eines Magnetes wir-

ken lassen, die sie in die Gleichgewichtslage zurückdreht, dieselben stets der Wirkung der Kraft während ihrer Dauer bis zu einer bestimmten Grenze folgen; nach Aufhebung derselben aber stets zum Theil wieder in ihre durch die Aenderung der Molekularkräfte bedingte magnetische Lage zurückspringen. Es könnte hierbei geschehen, dass die Theilchen temporär über ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen hinaus gedreht werden, der Körper also temporär eine entgegengesetzte Magnetisirung zeigt; dass aber nach Aufhebung der entmagnetisirenden Kraft dieselben wieder über die Gleichgewichtslage auf die frühere Seite hinübergehen, und dann der Körper wieder die frühere Magnetisirung erhält. Hierbei würde, um die Theilchen permanent in die unmagnetische Lage überzuführen, eine kleinere Kraft als zur Drehung in die permanente magnetische Lage erforderlich sein.

Wenn wir auch bei dem Mangel an näheren Kenntnissen über die Molekularkräfte keine nähere Begründung dieser Verhältnisse für jetzt geben können, so zeigen sie doch nach meinen Untersuchungen eine äusserst deutliche Analogie mit den durch mechanische Kräfte bedingten Veränderungen der Körper. Sucht man einen permanent tordirten oder gebogenen Körper durch Kräfte, welche den tordirenden oder biegenden entgegenwirken, in seinen früheren Zustand zurückzuführen, so detordirt oder entbiegt er sich auch temporär unter Einwirkung derselben mehr oder weniger und kann sogar eine der ersten entgegengesetzte Torsion oder Biegung annehmen. Beim Aufheben der Kräfte springt er aber stets zum Theil in die frühere tordirte oder gebogene Form zurück, bis die temporären Gestaltsveränderungen eine bestimmte Grenze überschritten haben.

Dabei ist wiederum zur völligen Aufhebung der ersten permanenten Biegung oder Torsion eine schwächere Kraft, als zur Erzeugung derselben erforderlich.

Dass bei der ersten Magnetisirung die magnetischen Momente Anfangs etwas langsamer ansteigen, als bei späteren Magnetisirungen, hat wohl darin seinen Grund, dass die Moleküle bei wiederholter Drehung an einander allmälig leichter beweglich werden. Die analoge Erscheinung kann man auch in Betreff der Biegungen und Torsionen eines Stabes beobachten. Ebenso zeigt sich bei wiederholten Magnetisirungen und Entmagnetisirungen ebensowohl eine allmälige Abnahme des durch stärkere magnetische Kräfte erzeugten permanenten magnetischen Momentes, wie bei wiederholten Torsionen und Detorsionen, Biegungen und Entbiegungen eines Stabes eine allmälige Abnahme der durch eine gewisse stärkere mechanische Kraft zu erzielenden Drillung und Biegung, indem allmälig die Theilchen dabei beweglicher werden und nach Aufhebung der von aussen wirkenden Kräfte durch die inneren Molekularkräfte immer mehr in ihre Gleichgewichtslagen vor Einwirkung derselben zurückgeführt werden.

Auf diese Weise lassen sich die in §. 276 u. folgde. aufgeführten Sätze in Bezug auf den Magnetismus fast ohne Veränderung auf die mechanischen, z. B. durch die Torsion, bedingten Gestaltsveränderungen der Körper übertragen.

Eine Zusammenstellung der in diesem Gebiet von mir erhaltenen 288
Resultate kann dies recht deutlich zeigen.

Torsion.

1. Die temporären Torsionen eines zum ersten Male durch aufsteigende Gewichte tordirten Drathes wachsen Anfangs schneller als jene Gewichte.

2. Die permanenten Torsionen des Drathes steigen noch viel schneller an.

3. Zum Detordiren des Drathes ist eine viel kleinere Kraft erforderlich, als zum Tordiren.

4. Bei wiederholten Drillungen des Drathes nähern sich seine Torsionen mehr und mehr der Proportionalität mit den drehenden Gewichten. Die Torsionen sind dabei grösser, als bei der ersten Drillung.

5. Bei wiederholter Anwendung derselben tordirenden und detordirenden Gewichte G und $-G_I$ sinkt das bei der Drillung erreichte Maximum der permanenten Torsion und steigt das bei der Detorsion erreichte Minimum derselben bis zu einer bestimmten Grenze.

6. Ueber die Grenzen der wiederholten Torsionen und Detorsionen hinaus tordirt, verhält sich der Drath wie ein zum ersten Male tordirter.

7. Ein tordirter Drath, der durch die Kraft $-G$ detordirt ist, kann durch wiederholte Wirkung der Kraft $-G$ nicht nach einer der ersten Torsion entgegengesetzten Richtung tordirt werden. Wohl aber tordirt ihn die Kraft $+G$ im ersten Sinne.

Magnetismus.

1. Die temporären Magnetismen eines zum ersten Male durch aufsteigende galvanische Ströme magnetisirten Stabes wachsen Anfangs schneller als die Intensitäten jener Ströme.

2. Die permanenten Magnetismen des Stabes steigen noch viel schneller an.

3. Zum Entmagnetisiren des Stabes ist ein viel schwächerer Gegenstrom erforderlich, als zum Magnetisiren.

4. Bei wiederholten Magnetisirungen des Stabes nähern sich seine Magnetismen mehr und mehr der Proportionalität mit der Intensität der magnetisirenden Ströme. Die Magnetismen sind dabei grösser, als bei der ersten Magnetisirung.

5. Bei wiederholter Anwendung derselben magnetisirenden und entmagnetisirenden Ströme I und $-I_I$ sinkt das bei der Magnetisirung erreichte Maximum des permanenten Magnetismus und steigt das bei der Entmagnetisirung erreichte Minimum desselben bis zu einer bestimmten Grenze.

6. Ueber die Grenzen der wiederholten Magnetisirungen und Entmagnetisirungen hinaus magnetisirt, verhält sich der Stab wie ein zum ersten Male magnetisirter.

7. Ein magnetisirter Stab, der durch einen Strom von der Intensität $-I$ entmagnetisirt ist, kann durch wiederholte Einwirkung des Stromes $-I$ nicht in einem der ersten Magnetisirung entgegengesetzten Sinne magnetisirt werden. Wohl aber magnetisirt ihn der Strom $+I$ im ersten Sinne.

Torsion.	Magnetismus.
8. Wird ein Drath, der die permanente Torsion *A* besitzt, durch die Kraft *b* auf die Torsion *B* und sodann weiter auf die Torsion *C* gebracht, welche zwischen *A* und *B* liegt, so bedarf man, um ihm wieder die Torsion *B* zu geben, von Neuem der Kraft *b*. Hierbei kann *A* auch 0 sein, und *B* grösser oder kleiner als *A*.	8. Wird ein Stab, der den permanenten Magnetismus *A* hat, durch den Strom *b* auf den Magnetismus *B* und sodann weiter auf den Magnetismus *C* gebracht, welcher zwischen *A* und *B* liegt, so bedarf man, um ihm wieder den Magnetismus *B* zu geben, von Neuem des Stromes *b*. Hierbei kann *A* auch 0 sein, und *B* grösser oder kleiner als *A*.

In Betreff der Biegung lassen sich die analogen Sätze aufstellen wie für die Torsion.

Diese vollständige Analogie möchte kaum einen Zweifel gestatten, dass die Magnetisirung wirklich durch Aenderung der Lage der einzelnen Moleküle der magnetischen Metalle bedingt ist. Diese Vermuthung wird fast zur Gewissheit durch die später zu erwähnenden Thatsachen, welche nachweisen, dass die Magnetisirung in gewissen Fällen sogar eine Gestaltsveränderung der Körper, also direct eine Verschiebung ihrer Moleküle bedingen kann.

289 Auch das §. 281 beschriebene Verhalten eines temporär oder permanent magnetisirten Eisendrathes, durch welchen man direct einen galvanischen Strom leitet, erklärt sich nach meiner Ansicht durch dieselben Annahmen, wie die vorher mitgetheilten Resultate.

In dem temporär magnetisirten Drathe sind die Molekularmagnete mit ihren Axen der Axe des Drathes zugeneigt, so dass sie ihre Nordpole alle nach der einen Seite wenden. Wird nun ein Strom durch den Drath geleitet, so wird dadurch zunächst die Stellung der unmittelbar in seiner Axe gelegenen Moleküle nicht geändert, da auf allen Seiten derselben der Strom im Drath in gleicher Intensität fliesst. Neben den mehr gegen die Oberfläche des Drathes liegenden Molekülen fliesst aber zur Seite der Axe des Drathes der Strom durch einen grösseren Querschnitt desselben, als zur Seite der ihnen benachbarten Theile der Oberfläche; es werden sich daher die Moleküle unter dem Einfluss des ersteren Antheiles des Stromes in eine gegen die Axe des Drathes transversale Richtung zu stellen streben und zwar um so mehr, je näher sie an der Oberfläche des Drathes liegen. Für einen in der Axe des Drathes befindlichen Beobachter werden sie dabei ihre Nordpole alle nach derselben Seite hinwenden. Es wird hierdurch das temporäre magnetische Moment des Drathes in der Richtung seiner Axe vermindert. Zugleich werden aber die Moleküle bei der Hin- und Herdrehung leichter beweglich, und eine neue Wirkung der magnetisirenden Kraft allein vermag sie stärker der Axe des Drathes zuzuwenden als vorher. Deshalb ist die temporäre

Magnetisirung des Drathes nach dem Oeffnen des durch denselben geleiteten Stromes grösser als vorher.

Bei der Einwirkung des hindurchgeleiteten Stromes auf den permanent magnetisirten Drath findet zunächst dasselbe statt. Die Moleküle werden transversal gestellt, das magnetische Moment des Drathes nimmt temporär ab. Nach Aufhören des Stromes kehren die Moleküle zum Theil, aber nicht völlig in ihre magnetischen Lagen zurück; daher ist der Magnetismus des Drathes auch permanent verkleinert. Dabei nähern sich aber die Moleküle, da sie leichter beweglich geworden sind, ihren unmagnetischen, durch die Molekularkräfte gebotenen Gleichgewichtslagen. Wird der Strom in gleicher Richtung noch einmal durch den Drath geleitet, so werden die Moleküle nur noch einmal dieselbe Drehung erfahren wie vorher, ihre Beweglichkeit wird nicht vermehrt, und der permanente Magnetismus nimmt bei dem Oeffnen des Stromes nur wenig ab. Wird der Strom aber in entgegengesetzter Richtung durch den Drath geleitet, so suchen die Moleküle in entgegengesetzter Richtung sich transversal zur Axe des Drathes zu stellen. Der Magnetismus des Drathes nimmt wiederum ab und kehrt nach dem Oeffnen des Stromes zum Theil wieder zurück. Er ist aber schwächer wie nach dem ersten Durchleiten des Stromes, da die Moleküle bei ihrer neuen Drehung nach der entgegengesetzten Seite wiederum beweglicher geworden sind und mehr ihren unmagnetischen Lagen sich zuwenden.

Ist diese durch die vergrösserte Beweglichkeit der Moleküle beim wiederholten Hin- und Herleiten des Stromes bedingte Abnahme des permanenten Magnetismus endlich klein geworden, so zeigt sich noch eine zweite Erscheinung. Denken wir uns ein Molekül in der durch die Axe des magnetisirten Drathes gelegten Verticalebene, mit seinem Nordpol gegen das eine nordpolare (obere) Ende des Stabes hingeneigt, so wird beim Hindurchleiten des Stromes durch den Drath (von unten nach oben) sich das Molekül in einer gegen jene Ebene verticalen Drehungsrichtung um seinen in derselben gelegenen Mittelpunkt mit seinem Nordpol nach der einen Seite (nach links gegen den in der Axe des Stabes befindlichen aufrecht stehenden Beobachter) um einen Winkel α drehen. Nach Aufheben des Stromes wird das Molekül sich wieder aufrichten, so dass es z. B. mit der Verticalebene den Winkel β macht. Wird nun der Strom in entgegengesetzter Richtung durch den Drath geleitet, so wird sich der Nordpol des Moleküls nicht ganz um den gleichen Winkel $-\alpha$ nach der anderen Seite der Verticalebene wenden, sondern um einen kleineren Winkel $-\alpha_{I}$, und nach Aufhebung desselben auch um einen Winkel $-\beta_{I}$, der kleiner ist als β, gegen jene Verticalebene geneigt bleiben. Es wird also im ersteren Falle das permanente Moment des Drathes kleiner sein, als im letzteren.

Beim wiederholten Hindurchleiten des Stromes im ersten Sinne wird sich das Molekül wieder nach der ersten Seite um einen Winkel $+\alpha_{II}$ wenden, welcher grösser ist als α_{I}, da das Molekül in der Ruhelage jetzt

nur um den Winkel β_I, welcher kleiner als β ist, gegen die Verticalebene geneigt ist. Nach dem Oeffnen des Stromes wird auch das Molekül eine Drehung $+\beta_{II}$ behalten, die grösser als β_I ist. Beim Umkehren des Stromes wird das Molekül aber wiederum die temporären und permanenten Drehungen $-\alpha_{III}$ und $-\beta_{III}$ annehmen, welche kleiner sind als α_{II} und β_{II} u. s. f. So wird stets das permanente Moment des Drathes nach dem Hindurchleiten des Stromes in der einen Richtung grösser sein, als nach dem Hindurchleiten in der entgegengesetzten Richtung.

290 Der §. 282 ausgeführte Unterschied zwischen der permanenten Magnetisirung eines Stahlstabes durch einen galvanischen Strom und wiederholtes Streichen mit einem zweiten Magnetstab beruht darauf, dass im ersten Falle alle Molekularmagnete gleichzeitig durch die magnetisirende Kraft gerichtet werden und nun auch zugleich gegenseitig auf einander richtend einwirken, so dass sie durch beide Ursachen ihre mittleren temporären und (nach dem Oeffnen des Stromes) auch permanenten magnetischen Lagen einnehmen.

Bei dem Streichen werden aber die einzelnen Moleküle der Stäbe durch die magnetisirenden Kräfte nach einander gerichtet. Die zuerst gerichteten Theile kehren schon zum Theil durch die Molekularkräfte in ihre unmagnetischen Ruhelagen zurück, ehe die folgenden Theile gleichfalls durch die magnetisirende Kraft gerichtet werden und rückwirkend auf die ersten Moleküle dieselben in ihren magnetischen Lagen permanent erhalten. — Erst bei wiederholtem Streichen nähern sich dann die einzelnen Molekularmagnete den Gleichgewichtslagen, welche sie erhalten hätten, wenn sie alle gleichzeitig der magnetisirenden Kraft ausgesetzt worden wären.

291 Eine Bestätigung der in den vorigen Paragraphen aufgestellten Ansichten kann man in den Versuchen von Beetz [1]) über das von dem Verhalten gewöhnlicher Eisenstäbe etwas abweichende magnetische Verhalten von Eisenmassen finden, welche nach der Methode von Böttger (siehe den technischen Theil) auf galvanoplastischem Wege zwischen den Polen eines Magnetes niedergeschlagen worden sind. Ein cylindrisches Glasgefäss wurde durch eine poröse Scheidewand in zwei Abtheilungen getheilt und mit Lösung von Eisenvitriol oder Eisenchlorür und Salmiak gefüllt. In die Abtheilungen tauchten als positive Elektrode eine Stahlplatte, als negative Elektrode ein rechteckiger Blechstreifen, dessen längere Kanten horizontal lagen und dessen kürzere verticale Kanten gegen die Wände des Glasgefässes gegenlagen. — Das Glasgefäss wurde so zwischen die Pole eines starken Magnetes gestellt, dass seine Pole dasselbe von aussen gerade an den Stellen berührten, denen von innen die kürzeren Kanten der negativen Elektrode gegenüberstanden. Das durch den Strom eines Da-

[1]) Beetz, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 107. 1860.*

niell'schen Elementes auf der letzteren niedergeschlagene Eisen erhält dann schon während des Entstehens eine magnetische Polarität.

Diese Eisenmassen wurden in eine vor einem Spiegelmagnetometer aufgestellte Spirale gebracht, so dass ihre magnetische Axe der in der Ost-Westrichtung befindlichen Axe der Spirale parallel war, und ihr temporärer und permanenter Magnetismus in ganz ähnlicher Weise bestimmt, wie bei den von mir angestellten Versuchen (§. 274). Die durch die Ströme in der Spirale allein bewirkten Ablenkungen des Spiegels des Magnetometers wurden durch die Annäherung einer zweiten vom Strom durchflossenen Spirale von der entgegengesetzten Seite her compensirt.

War die galvanoplastisch niedergeschlagene Eisenplatte sehr schmal gegen ihre Längsausdehnung in der Richtung ihrer magnetischen Axe, so wuchs während des Herumleitens eines Stromes, welcher auf sie im Sinne ihrer permanenten Magnetisirung magnetisirend einwirkte, ihr magnetisches Moment fast gar nicht. Hatten z. B. als negative Elektroden gefirnisste Silberdräthe gedient, die nur auf einer Seite auf einer schmalen Fläche von Lack entblösst waren,

	I.	II.
so betrug der ursprüngliche permanente Magnetismus .	3,60	3,59
der temporäre Magnetismus	3,70	3,69
der permanente Magnetismus nach Unterbrechung des magnetisirenden Stromes	3,60	3,58

Da sich nämlich bei der Bildung des Eisenniederschlages sogleich die einzelnen magnetischen Moleküle so ordnen, dass ihre magnetischen Axen mit der Verbindungslinie der beiden Magnetpole zusammenfallen, so können sie bei Einwirkung von magnetisirenden Kräften, welche im gleichen Sinne wie jene Pole wirken, nicht noch weiter der Verbindungslinie derselben, d. i. der magnetischen Axe des ganzen niedergeschlagenen Eisenstückes zugedreht werden.

Sind die Stücke breiter, so liegen neben einander die Moleküle in gleicher Lage. Durch ihre Wechselwirkung wird daher in jedem Molekül eine dem zunächstliegenden entgegengesetzte Polarität erzeugt oder dasselbe aus der durch die Wirkung der Magnetpole gebotenen Stellung abgelenkt. Das permanente Moment der Eisenmasse ist dadurch vermindert und dieselbe kann durch den Strom in der Magnetisirungsspirale ein stärkeres temporäres Moment annehmen und auch, wenn diese die Theilchen stärker gerichtet hat als die bei ihrer Ablagerung thätigen Magnetpole, nach Aufhebung des Stromes ein stärkeres permanentes Moment behalten.

Lässt man auf die elektrolytisch niedergeschlagenen Magnete abwechselnd hin- und hergerichtete Ströme wirken, so verhält sich ihre temporäre Magnetisirung wie die von gewöhnlichen Stahlstäben; die temporären Magnetisirungen nehmen auf beiden Seiten allmälig bis zu einer bestimmten Grenze ab (vergl. §. 274, Tabelle B).

Dagegen verhalten sich die permanenten Magnetismen ganz anders. Wurde z. B. ein sehr schmaler elektrolytisch niedergeschlagener Magnet, dessen ursprüngliches Moment $M = 3{,}95$ betrug, abwechselnd entgegengesetzt gerichteten Strömen $\pm m$ von gleicher Intensität $I = \pm 51{,}35$ ausgesetzt, so ergaben sich die permanenten Momente m_+ und m_- desselben nach dem Oeffnen der Ströme

M	m_+	m_-	m_+	m_-	m_+	m_-	m_+
+ 3,95	+ 3,97	− 1,60	+ 3,34	− 1,62	+ 3,27	− 1,70	+ 3,20

Während also bei gewöhnlich magnetisirten Stahlstäben die durch abwechselnd gerichtete Ströme erzeugten permanenten, positiven und negativen Magnetismen einem zwischen ihnen liegenden Werthe sich immer mehr nähern, sinkt hier allmälig die positive Magnetisirung und steigt die negative.

Der Grund hiervon ist, dass bei der ursprünglichen Magnetisirung die Moleküle mit ihren magnetischen Axen der magnetischen Axe des ganzen Eisenstückes fast parallel liegen. Die magnetisirenden Kräfte der Spirale wirken also auf sie in einem spitzen Winkel. Werden nun bei wiederholten Hin- und Hermagnetisirungen die Theilchen beweglicher, so können die magnetisirenden Kräfte die Theilchen höchstens nur immer in die der Axe parallele Lage zurückführen, die entmagnetisirenden indess werden sie allmälig immer weiter von derselben entfernen, so dass sie dann bei neuer Einwirkung der magnetisirenden Kräfte jene Lage nicht wieder erreichen.

Bei dickeren Eisenstücken, in welchen die Moleküle von vornherein mit ihren Axen stumpfere Winkel mit der magnetischen Axe des ganzen Stückes bilden, wirkt die entmagnetisirende Kraft gleich in einem grösseren Winkel gegen die Axe der Moleküle und dreht sie daher schon bei den ersten Entmagnetisirungen fast so weit von der Axe ab, als es überhaupt bei Einwirkung öfter abwechselnd gerichteter Magnetisirungen geschieht. Deshalb bleiben die durch letztere erhaltenen magnetischen Momente des Eisenstückes schon von Anfang an nahezu constant. — Beim abwechselnden Streichen der elektrolytisch niedergeschlagenen Magnete mit einem Stahlmagnet in der einen und der anderen Richtung zeigen sich im Wesentlichen dieselben Erscheinungen.

Es stimmen also auch die Erklärungen dieser Versuche völlig mit der oben entwickelten Theorie überein.

292 Durch diese Theorie würden so manche Unklarheiten beseitigt werden, welche man früher in die Begründung der vorliegenden Thatsachen einführte. Man nahm wohl, um das Verhalten der abwechselnd durch entgegengesetzt gerichtete Kräfte magnetisirten Stäbe zu erklären, eine Art Uebereinanderlagerung der verschiedenen Magnetisirungen [1]) an, welche

[1]) Marianini l. c. §. 281.

verschieden fest gebunden wären, so dass die früheren Magnetisirungen nach Aufhebung der wirkenden Kräfte immer leicht wieder hervorträten; es sollte dann aber doch eine Wechselwirkung zwischen jenen Magnetisirungen bestehen, so dass eine temporäre Magnetisirung in einem bestimmten Sinne eine früher schon vorhandene permanente im entgegengesetzten Sinne doch theilweise oder ganz vernichten könnte u. s. f.

3. Einfluss der Gestalt auf das temporäre magnetische Moment von Eisen- und Stahlstäben.

a. Einfluss der Dicke.

Die experimentellen Untersuchungen über den Einfluss der Gestalt 293
auf die temporäre und permanente Magnetisirung verschieden gestalteter Körper leiden leider fast alle an den §. 253 mitgetheilten Mängeln, so dass die Resultate sehr verwickelt sind, und die meisten der gefundenen Gesetze nur als Annäherungen und mehr oder weniger zweckmässige empirische Darstellungen der gefundenen Resultate gelten können.

Wir behandeln zuerst die Abhängigkeit des temporären magnetischen Momentes der Magnetstäbe von ihrer Dicke.

Lenz und Jacobi[1]) haben hierüber Versuche nach der §. 257 genauer beschriebenen Methode mit Hülfe der die magnetischen Momente messenden Inductionsströme angestellt. Sie wandten Eisencylinder an, deren Durchmesser im Verhältniss von 1 : 2 : 3 : 4 : 5 : 6 : 9 : 12 : 15 : 18 standen und deren dünnster $^1/_6$ Zoll dick war. Die magnetisirende Spirale passte gerade auf den dicksten Stab von 3 Zoll Durchmesser; die Inductionsspirale umgab dieselbe. Die Intensität des magnetisirenden Stromes blieb constant; sie wurde an der elektromagnetischen Wage beobachtet. Die dem magnetischen Moment *M* der Stäbe proportionale Intensität des beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes erzeugten Inductionsstromes wurde an einem Galvanometer abgelesen. Auf diese Weise fanden sich die in der Tabelle unter I angeführten Zahlen.

Bei den Versuchen, deren Resultate in der Tabelle unter II erwähnt sind, umschlossen die magnetisirenden Spiralen dieselben Eisencylinder ganz eng und die Inductionsspiralen waren unmittelbar darüber gewunden. Alle bei den verschiedenen Eisencylindern verwendeten Inductionsspiralen blieben beständig in dem Schliessungskreise des Galvanometers, so dass der Gesammtwiderstand der Schliessung des Inductionsstromes constant blieb. Die Intensität des magnetisirenden Stromes wurde durch ein Galvanometer bestimmt. Sind die Zahlen der Windungen der jedesmal über

[1]) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 235 u. Bd. LXI, S. 255. 1844;* Bullet. de St. Petersb. T. II, p. 65.

dem Eisencylinder befindlichen magnetisirenden und Inductionsspirale m und n, die Intensität des Inductionsstromes I, so ergiebt sich das magnetische Moment des Eisencylinders für gleiche magnetisirende Kräfte:

$$M = \frac{const}{mn} I,$$

wie es in der Tabelle unter II aufgeführt ist, in welcher d den Durchmesser der Stäbe bezeichnet.

	I.			II.			
d	M gefunden	m_I corrigirt nach Dub	$\frac{m_I}{\sqrt{d}}$	M gefunden	berechnet nach der Formel $M = 0{,}08664 + 0{,}1588\,d$	$\frac{m}{d}$	$\frac{m}{\sqrt{d}}$
$^1/_6$	3468			6244	—	6244	6244
$^1/_3$	8731	8731	617	13603	13957	6801	9596
$^1/_2$	11166	10658	615	16735	15604	5578	9662
$^2/_3$	14252	12775	638	20620	19250	5155	10310
$^5/_6$	15831	14082	627	22841	21897	4568	10214
1	17489	15104	616	24914	24544	4152	9492
$1^1/_2$	24569	19544	651	31803	32434	3533	10000
2	30796	22407	646	40946	40424	3412	11820
$2^1/_2$	36743	24157	624	49127	48364	3275	12684
3	44731	26432	623	55558	56204	3087	13092

Die Zahlen in der Tabelle sind alle mit 100000 multiplicirt.

In der ersten Beobachtungsreihe sind die durch die Ströme in der Magnetisirungsspirale selbst inducirten Ströme von den beim Einlegen des Eisenkerns erhaltenen subtrahirt, bei der zweiten nicht.

Die erste dieser Beobachtungsreihen leidet an dem Uebelstand, dass das Verhältniss der Weite der Windungen zu den Durchmessern der Eisencylinder nicht constant blieb. Eine Berechnung der Werthe nach der Formel der geraden Linie giebt daher nicht gut übereinstimmende Resultate. Sehr viel besser stimmt die Berechnung der Beobachtungsreihe II. nach der entsprechenden Formel $M = 0{,}08664 + 0{,}1588\,d$. Es schliessen daher Lenz und Jacobi, dass

der totale temporäre Magnetismus, d. i. das temporäre magnetische Moment der weichen Eisenstäbe dem Durchmesser derselben proportional ist.

Dub ändert diesen Satz in der Weise um, dass er die Momente den Quadratwurzeln der Durchmesser der Stäbe proportional setzt.

Es müsste dann der Werth $\frac{m}{\sqrt{d}}$ in Tab. II. constant sein, wenn zugleich die Intensität des durch den Strom in der Magnetisirungsspirale allein inducirten Stromes auch $\sqrt{d}$ entspräche. Die Werthe $\frac{m}{\sqrt{d}}$ wachsen indess mit wachsendem d. — Auch aus der Beobachtungsreihe I. sucht Dub dieses Verhältniss heraus zu rechnen, indem er die früheren Versuche (§. 265) von Lenz und Jacobi benutzt, nach denen jedesmal, wenn ein und derselbe Kern durch Spiralen von den Durchmessern 2″ und 3,7″ magnetisirt wird, die Momente etwa im Verhältniss von 11 : 12 stehen. Auf diese Weise reducirt er die Beobachtungen an verschiedenen Kernen mit derselben Spirale auf die Wirkung von Spiralen, welche die Kerne eng umschliessen, indem er je von dem Magnetismus des doppelt so dicken Kernes $\frac{1}{11}$ abzieht.

Nach dieser, freilich etwas freien Correction, welche in der dritten Columne in der Tabelle I. ausgeführt ist, schwanken dann in der That die Quotienten $\frac{m}{\sqrt{d}}$ nur im Verhältniss von 617 — 651 — 623.

Dasselbe Resultat folgt auch direct aus den §. 269 mitgetheilten Versuchen von Müller, bei denen durch Ablenkung einer Magnetnadel das temporäre magnetische Moment M von Eisenstäben bestimmt wurde, deren Dicke d von 9 — 44mm geändert wurde. Bei schwächeren magnetisirenden Kräften, bei denen das Maximum der Magnetisirung fern lag, ergab sich (§. 270) 294

$$M = const\, p \sqrt{d}.$$

Indess hat Müller selbst diese Formel nur als eine rein empirische betrachtet, und ihr durchaus keinen weiteren theoretischen Werth beigelegt.

Dasselbe Verhältniss hat Dub[1]) in ganz gleicher Weise wie Müller untersucht.

Die von Ost nach West horizontal gelegten weichen Eisenstäbe waren resp. 6 und 12″ lang und $\frac{1}{2}$.— 2″ dick, und durch eine 2″ weite Spirale magnetisirt. Die Intensität der Ströme wurde durch die Ablenkung a der Nadel einer Tangentenboussole bestimmt. Den Stäben gegenüber in der Verlängerung ihrer Axe und 20″ von ihrem einen Ende war eine Magnetnadel an einem Coconfaden aufgehängt, deren Ablenkungen vermittelst eines an ihr befestigten 6″ langen kupfernen Zeigers auf einer Kreistheilung bestimmt wurden. Der auf diese Weise bestimmte Magnetismus, d. i. das temporäre Moment M der Stäbe betrug u. A.:

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 250. 1853;* Bd. XCIV, S. 580. 1855.*

I.

Dicke der Stäbe d	Länge der Stäbe 6″ $a = 19^0$		Länge der Stäbe 12″ $a = 15^0$	
	M	$const \frac{M}{\sqrt{d}}$	M	$const \frac{M}{\sqrt{d}}$
½″	0,096	68	0,33	24
¾″	0,114	66	0,41	24
1″	0,150	72	0,49	24,5
1½″	0,200	81	0,63	26
2″	0,270	95	0,77	27

Bei anderen Versuchen hatte die Spirale 3 Fuss Länge und 6 Zoll Durchmesser. Die Länge der Eisenkerne betrug 3 Fuss. Dub erhielt:

II.

Dicke der Stäbe	M	$\frac{M}{\sqrt{d}}$
1″	0,03404	0,03404
2″	0,04388	0,03102
4″	0,0742	0,03710
6″	0,0890	0,03630

Auch für hufeisenförmige Stäbe hat Dub [1]) dasselbe Verhältniss aufgefunden, indem er dieselben mit ihren Schenkeln vertical in der Ost-Westebene aufstellte und ihnen nun eine Magnetnadel in der Weise näherte, dass eine in der Ost-Westrichtung durch ihren Aufhängepunkt gelegte Ebene durch die Mittelpunkte der beiden Endflächen der Schenkel der Stäbe hindurchging. Bei gleicher Intensität des magnetisirenden Stromes und bei Anwendung gleicher Spiralen schwankte bei Stäben von ¾ — 2″ Durchmesser das Verhältniss des der Ablenkung der Magnetnadel proportionalen

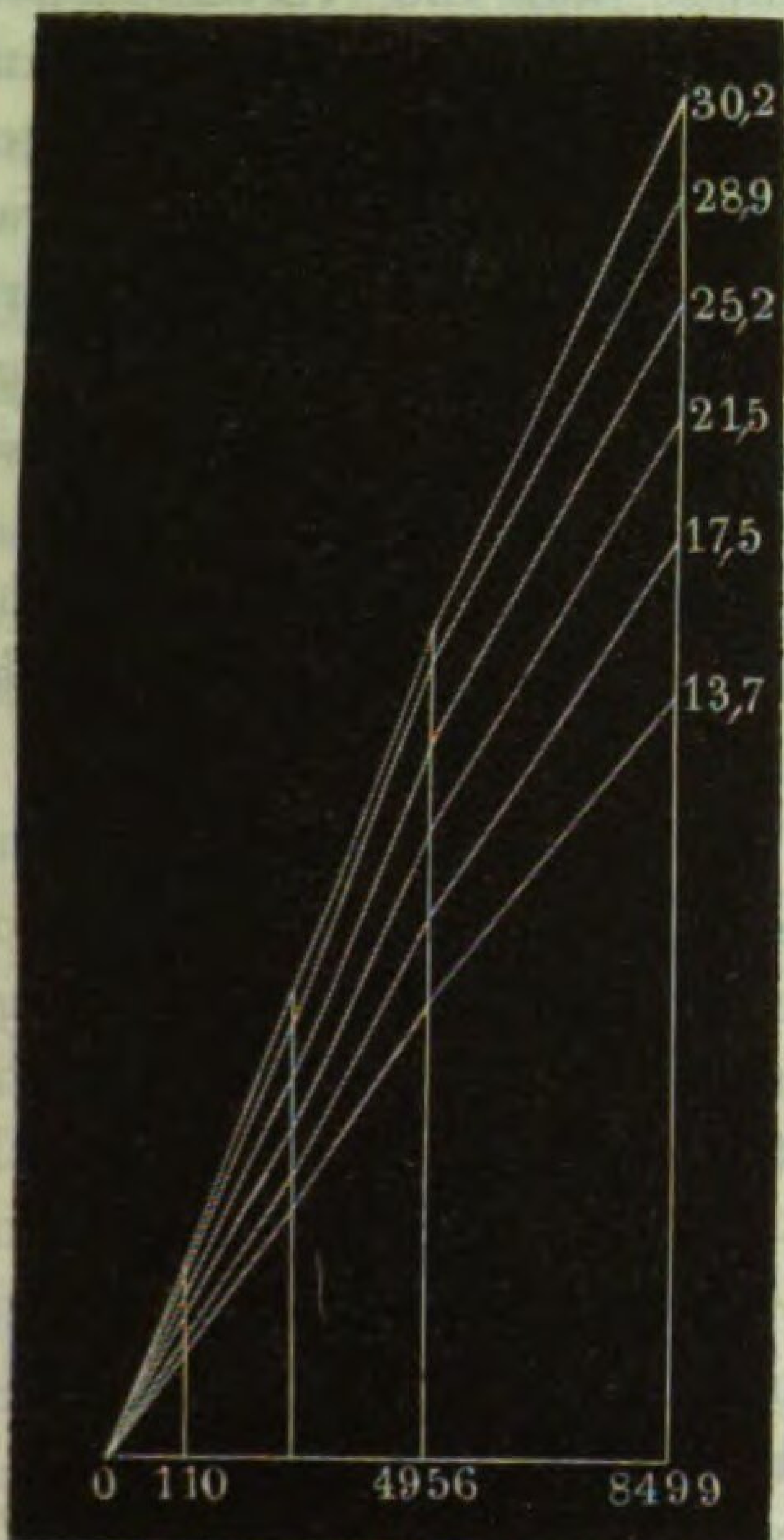
[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 441. 1853.*

Magnetismus M der Stäbe zur Wurzel aus ihrem Durchmesser d, $\frac{M}{\sqrt{d}}$ nur zwischen den Zahlen 295 — 307.

Dasselbe Verhältniss hat v. Feilitzsch [1]) auf die §. 255 angegebene Weise zu bestimmen versucht, bei welcher die Magnetisirungsspirale allein, sodann die durch dieselbe und den in ihr magnetisirten Eisenstab bewirkte Ablenkung einer Magnetnadel durch einen von der anderen Seite derselben genäherten Stahlmagnet compensirt wurde.

Die Stäbe waren 91^{mm} lang; ihr Umfang betrug resp. 94,9, 90,7, 79,2, 67,6, 54,9, $42,9^{mm}$. Sie wurden alle in dieselbe Magnetisirungsspirale eingelegt. Die erhaltenen Resultate sind in beifolgender Zeichnung, Fig. 171, angegeben, in der die Intensitäten der Ströme als Abscissen, die magnetischen Momente der Stäbe als Ordinaten verzeichnet sind. Die geringe Abweichung der Curven von der geraden Linie würde eine Annäherung an den Sättigungspunkt andeuten, wenn die benutzten Stäbe nicht einen zu bedeutenden Querschnitt hätten. Aus der Vergleichung der bei gleichen Stromintensitäten I erhaltenen Momente sollen hiernach entgegen den Beobachtungen von Müller und Dub, die Magnetismen, d. i. die temporären magnetischen Momente M der Stäbe ihren Umfängen oder Durchmessern direct proportional sein. Dieses Resultat ergeben indess die Versuche auch nicht vollständig; denn bildet man z. B. bei einigen Stäben vom Umfang c die Quotienten $\frac{m}{Ic}$, so erhält man:

Fig. 171.



c	I	m	$const \frac{m}{Ic}$	$const \frac{m}{I\sqrt{c}}$	I	m	$const \frac{m}{Ic}$	$const \frac{m}{I\sqrt{c}}$
94,9	110	0,285	273	841	4956	13,399	285	878
79,2	„	0,247	283	798	„	11,585	295	831
54,9	„	0,182	301	706	„	8,715	320	751
42,9	„	0,150	318	658	„	7,429	350	724

[1]) v. Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 321, 1850.*

Hiernach wäre der Werth M weder der Quadratwurzel noch der ersten Potenz des Umfanges oder der Dicke der Stäbe proportional, vielmehr läge das richtige Verhältniss in der Mitte zwischen beiden.

Jedenfalls hat weder das eine noch das andere der beiden ausgesprochenen Gesetze, wenigstens nach den bisher vorliegenden Versuchen, eine ganz allgemeine Gültigkeit, da ja auch die Quotienten $\frac{M}{\sqrt{d}}$ nicht ganz constant sind, sondern bei allen Versuchen mit Zunahme des Durchmessers d der Stäbe wachsen. Auch ist bei den Versuchen die elektromagnetische Scheidungskraft nicht dieselbe auf der ganzen Länge der Stäbe. Namentlich wirkt sie aber in sehr ungleichem Verhältnisse auf die verschiedenen Punkte ihres Querschnittes, da die dickeren Stäbe den inneren Raum der magnetisirenden Spirale völlig, die dünneren nur zum Theil ausfüllen. Dieser Umstand würde auch noch hervortreten, selbst wenn die Spiralen die verschiedenen dicken Eisenkerne dicht umschliessen. Auch wäre schon nach den Betrachtungen der §. 226 u. folgde., selbst wenn die magnetisirende Kraft auf alle Theile der Stäbe gleichmässig wirkte, kein so einfaches Gesetz zu erwarten.

Dasselbe dürfte daher nur ein rein empirischer, für praktische Zwecke aber sehr bequemer Anhaltspunkt sein, um die bisherigen Beobachtungsresultate zu übersehen.

295 Das magnetische Moment von Drathbündeln von gleichen Dimensionen wie ein massiver Eisenstab, welche beide durch dieselbe Spirale magnetisirt werden, ist kleiner als das des letzteren. Dies beobachtete sowohl Munke [1]) bei der Untersuchung der Tragkraft von massiven und aus Drath gebildeten Hufeisen, wie Joule [2]) bei der Benutzung der Drathbündel in elektromagnetischen Maschinen, wie auch Dub [3]) beim Hineinziehen derselben in eine vom Strom durchflossene Spirale. In letzterem Falle verwendete er einen cylindrischen Eisenkern von 1″ Dicke und 6″ Länge, und ein 1″ dickes Drathbündel von derselben Länge, welches aus etwa 40 je 1‴ dicken Dräthen gebildet war. Die Anziehungen verhielten sich etwa wie die Massen.

296 Ueber das Verhalten hohler eiserner Röhren, welche in eine Magnetisirungsspirale eingelegt werden, hat v. Feilitzsch (l. c.) nach derselben Methode, welche zu den §. 294 beschriebenen Versuchen diente, eine Reihe von Versuchen angestellt. Er erhielt dabei im Wesentlichen folgende Resultate.

1. Bei dünnen Röhren nähert sich der Magnetismus, d. h. also das temporäre magnetische Moment, sehr bald einem Maximum.

2. Der Magnetismus der Eisenröhren nähert sich bei wachsender

1) Munke, Gehler's Registerbd. S. 143. 1845.* — 2) Joule, Phil. Mag. [4] T. II, p. 306. — 3) Dub, Elektromagn. S. 234.*

Intensität der galvanischen Ströme um so langsamer einem Maximum, je dicker dieselben sind.

3. Der Magnetismus in massiven und hohlen Eisenkernen von gleichem Durchmesser ist gleich stark, wenn in letzteren genug Eisenmasse zur Entwickelung des Magnetismus vorhanden ist. De Haldat[1]) hat in gleicher Weise schon früher gezeigt, dass eine vor dem Ende eines elektromagnetischen Flintenlaufes schwingende Magnetnadel ihre Oscillationsdauer nicht ändert, wenn man in den Flintenlauf Eisenstäbe einschiebt, oder ihn durch einen ebenso dicken Eisenstab ersetzt. Ebenso fand er, als er das Gewicht eines Eisenrohres durch Ausfeilen von 280 Grm. auf 160 und 90 Grm. brachte, dass beim Herumleiten eines Stromes um dasselbe die Zahl der Schwingungen der vor demselben aufgestellten Magnetnadel nur von 15 bis 17 in der Secunde sich änderte.

4. Werden die Eisencylinder am oberen Ende mit eisernen Deckplatten geschlossen, so ändert sich dadurch das in ihnen erzeugte Moment nicht.

5. Bei anderen Versuchen stellte von Feilitzsch zuerst eine, dann mehrere in einander geschobene hohle Röhren in der Magnetisirungsspirale von Ost oder West der Magnetnadel gegenüber, und compensirte ihre Ablenkung durch einen auf der andern Seite genäherten Stahlmagnet.

Die Länge der Cylinder betrug 110^{mm}, ihre Blechdicke 0,51 bis $0{,}54^{mm}$, ihr Umfang betrug:

1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
97^{mm}	91,4	85,9	79,5	73,9	67,8	61,2

Die folgende Tabelle enthält einige der erhaltenen Resultate. In derselben sind unter *I* die Intensitäten der Ströme angegeben, unter 1 das Moment der Röhre 1 allein (nach Abzug der Wirkung der Magnetisirungsspirale); unter 2, 3 bis 7 die Zunahme des Momentes der vorhergenannten Röhren 1, 1. und 2 u. s. f., wenn in sie die betreffende Röhre 2, 3 u. s. f. eingeschoben wurde:

[1]) De Haldat, Compt. rend. T. XVIII, p. 843. 1844;* T. XX, p. 20. 1845;* Mém. de l'Acad. de Stanislas. 1838. p. 152; 1844. p. 4.

I	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
121	110	123	13				
187	313	35	17				
270	518	45	14				
449	968	48	28				
790	1748	126	39				
1212	2639	272	60				
1826	3592	606	131	29			
2975	4742	1962	420	175			
5150	5690	3923	2210	609	319		
6783	6059	4651	3419	1813	635	283	151
8510	6347	5066	4087	2953	1566	781	335

Nach diesen Versuchen soll der Magnetismus um so tiefer in das weiche Eisen eindringen, je grösser die Intensität der magnetisirenden Ströme ist, und zwar soll die Tiefe des Eindringens der Stromintensität proportional sein. In einem gewissen Abstand von der Oberfläche des Eisenkerns ist der Magnetismus desselben gleich Null. Proportional dem Abstand von dieser unmagnetischen Schicht soll der Magnetismus nach aussen hin wachsen, und an der Oberfläche des Eisens ein Maximum erreichen, welches für alle Stromstärken dieselbe Grösse hat.

Da man nun massive Eisenstäbe als Systeme fest in einander liegender Eisenröhren betrachten kann, so würde sich dieses Gesetz auch auf erstere ausdehnen lassen.

Es würde so bei der Magnetisirung der Eisenstäbe durch eine Spirale zuerst die äusserste Hülle derselben bis zum Maximum magnetisirt werden, sodann bei wachsender Stromstärke der Magnetismus immer tiefer eindringen, und auch die tiefer liegenden Schichten zum Maximum magnetisiren.

Indess sind diese Resultate doch wohl nur Annäherungen an die Bestimmung der wahren Vertheilung des Magnetismus in Eisenkernen, da bei den Versuchen über den Magnetismus in einander geschobener Eisenröhren nicht berücksichtigt ist, dass auch jede einzelne durch den Strom magnetisirte Eisenröhre in den benachbarten eine Magnetisirung im entgegengesetzten Sinne hervorruft, welche sich von der in derselben durch den Strom selbst erzeugten subtrahirt. Auf diese Weise wird bei dem Einschieben eines Eisenrohres in ein zweites der Magnetismus des ganzen Systems der Röhren nicht direct um den in jenem zweiten Rohr

durch den Strom erzeugten Magnetismus vermehrt werden, sondern sich eine ganz andere Vertheilung des Magnetismus herstellen.

In dem Inneren eines massiven Eisen- oder Stahlstabes oder eines Systems von in einander geschobenen Röhren scheint diese Wechselwirkung in den einzelnen parallel liegenden Längsfasern so bedeutend zu sein, dass durch sie die durch den Strom bedingte Magnetisirung nahezu aufgehoben wird. 297

Die an den Rändern liegenden Längsfasern eines in eine Magnetisirungsspirale eingelegten Eisen- oder Stahlstabes haben nur von der inneren Seite des Stabes her neben sich parallele Fasern, die durch den magnetisirenden Strom in gleichem Sinne wie sie magnetisirt sind. Die von diesen ausgehende magnetische Wirkung auf die Randfasern vermag sie nicht eben so stark entgegengesetzt zu magnetisiren, wie sie durch den Strom selbst im normalen Sinne magnetisirt werden. Sie behalten daher ihren normalen Magnetismus zum grossen Theil bei. Im Inneren des Stabes ist aber jede Faser rings von anderen durch den Strom im gleichen Sinne magnetisirten umgeben, und diese Fasern erzeugen dann in der ersteren eine so starke entgegengesetzte Magnetisirung, dass sie die Stromwirkung fast völlig aufhebt. Auch nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes findet dasselbe in Betreff der permanenten Magnetisirung statt. Deshalb zeigt ein elektromagnetischer Eisen- und permanent magnetisirter Stahlstab in seinen inneren Schichten kaum Magnetismus, und Eisenfeile, die man auf seine Endflächen streut, haften nur an seinen Rändern.

Dass indess die durch die äusseren Kräfte erzeugte Magnetisirung der inneren Schichten, namentlich bei stärkeren magnetisirenden Kräften, nicht völlig vernachlässigt werden darf, zeigen die Versuche über das permanente Moment massiver und hohler zur Sättigung magnetisirter Stahlcylinder (§. 321) und die Tragkraft hohler Elektromagnete (§. 342).

Dieselben Erscheinungen zeigen sich auch, wenn man die Körper statt durch galvanische Ströme, durch Streichen magnetisirt. Schiebt man daher in einen hohlen harten Stahlcylinder einen massiven cylindrischen Stahlkern, und sucht ersteren durch Streichen temporär und permanent zu magnetisiren, so behält nur die äussere Röhre permanenten Magnetismus; der Stahlkern bleibt unmagnetisch.

Je nach dem Verhältniss zwischen den auf die einzelnen Theile des magnetischen Körpers wirkenden magnetisirenden Kräften und ihrer Wechselwirkung auf einander kann hierbei die temporäre und permanente Magnetisirung der verschiedenen Schichten des Körpers verschieden ausfallen. Wenn man z. B. in einen hohlen Stahlcylinder einen massiven weichen Eisencylinder schiebt, und das System nun durch Streichen magnetisirt, so behält der Stahlcylinder nach dem Entfernen des Eisencylinders kaum Magnetismus [1]. Hier werden wahrscheinlich die Theile des Eisencylinders beim Streichen

[1] Harris, Phil. Mag. [4] T. II, p. 493. 1851.*

temporär stärker magnetisirt, als die des Stahlcylinders, und zerstören daher in letzterem durch ihre Rückwirkung den permanenten Magnetismus.

Diese Wechselwirkung zwischen den durch die Magnetisirungsspirale magnetisirten und gegenseitig auf einander einwirkenden Schichten eines elektromagnetischen Stabes zeigt sich auch recht deutlich durch folgenden Versuch von Poggendorff [1]).

Als in eine horizontal liegende 4″ lange, 8‴ weite Spirale von etwa 3 Pfund Kupferdrath von 1‴ Dicke eine hohle Eisenröhre, und in diese ein $4^1/_2$″ langer hohler Eisencylinder gelegt wurde, in welchen ein massiver Eisenkern, der willig hineinpasste, hineingeschoben war, so wurde, als durch die Spirale der Strom von etwa 2 Grove'schen Elementen geleitet wurde, der massive Eisenkern aus dem Eisencylinder bis etwa zur Hälfte herausgestossen. Es überwiegt also in diesem Falle die magnetisirende Einwirkung des Stromes der äusseren Spirale auf den Eisenkern, welche ihm die gleiche Polarität wie dem Eisencylinder ertheilt, über die magnetisirende Wirkung des letzteren auf ersteren, die ihm die entgegengesetzte Polarität ertheilen würde.

Ist aber einmal der Magnetismus auf diese Weise erzeugt, so überwiegt die Abstossung zwischen dem Eisenkern-Cylinder über die Anziehung des ersteren durch die Spirale (vergl. auch §. 320).

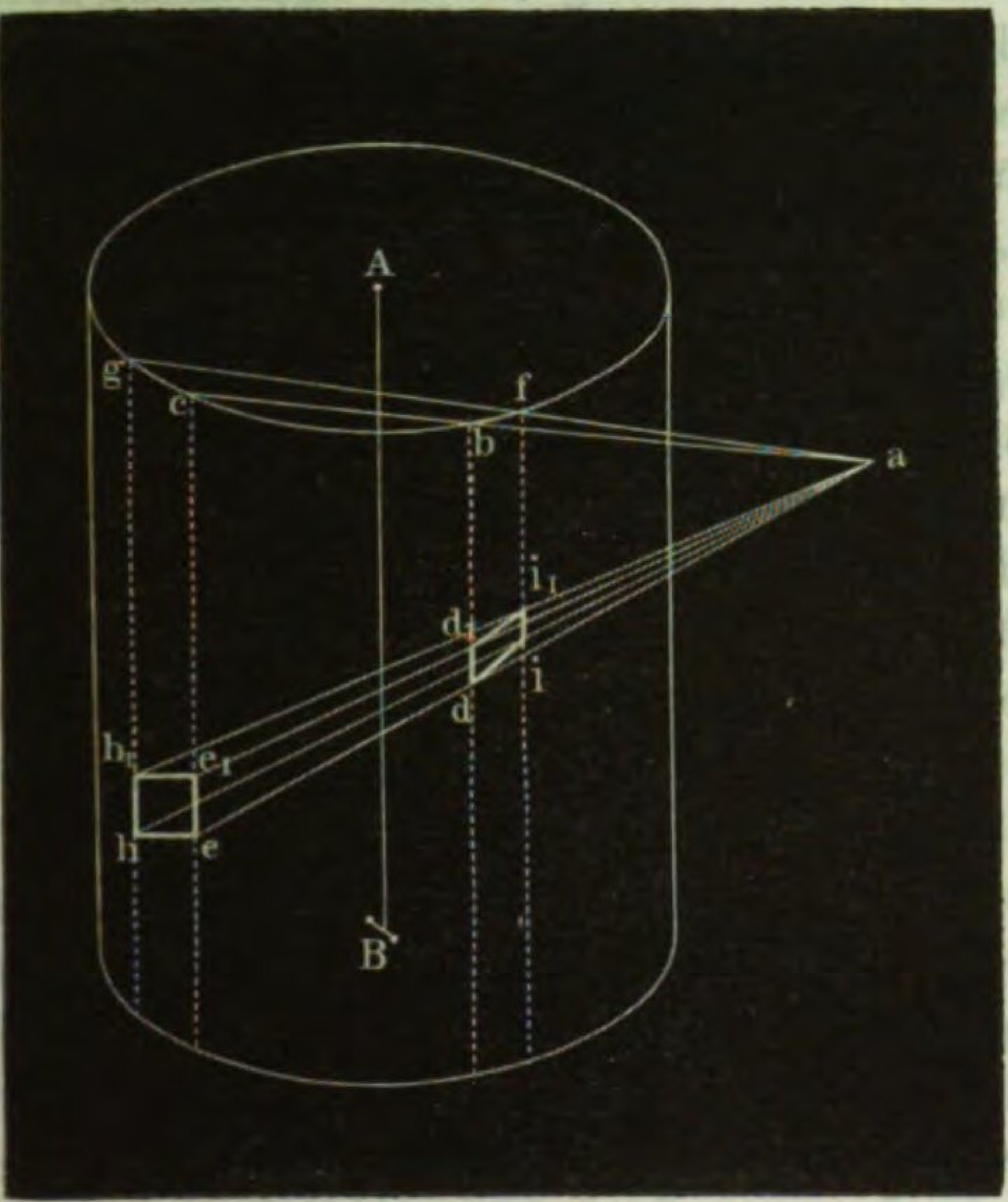
298 Legt man in einen hohlen Eisencylinder eine Magnetisirungsspirale, so zeigt das aus beiden gebildete System beim Durchleiten eines Stromes durch die Spirale nur einen sehr schwachen Magnetismus, indem jeder Punkt des Eisencylinders von den ihm zunächst liegenden und den ihm diametral gegenüber liegenden Theilen der Spirale entgegengesetzten Magnetismus erhält, und sich so die Wirkungen von einander subtrahiren. Zugleich erhält hierbei der Cylinder einen entgegengesetzten Magnetismus, wie wenn er von aussen von der Magnetisirungsspirale umgeben wäre [2]). Dies zeigen auch u. A. einige Versuche von Petrina [3]), bei denen er einen Eisencylinder mit einer auf eine Pappröhre gewundenen Spirale umgab, und eine zweite engere Spirale von gleicher Drathlänge in ihn hineinschob. Die Ablenkungen der Nadel eines Magnetometers ergaben sich, als die Spiralen mit dem Eisencylinder mit ihrer Axe in einer auf dem magnetischen Meridian senkrechten Linie vor demselben angebracht wurden, und durch die Spiralen ein Strom von gleicher Intensität geleitet wurde, wie folgt:

1) Die innere Spirale allein . .	30	Minuten,
2) dieselbe mit Eisencylinder . .	15	„
3) die äussere Spirale allein . .	40	„
4) dieselbe mit Eisencylinder . .	320	„

1) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 240. 1849.* — 2) Parrot, Bullet. de St. Petersb. T. 1, p. 121; Rep. T. I, p. 274;* Moser u. Jacobi, ibid.;* Lamont, Pogg. Ann. Bd. LXXXVIII, S. 231. 1853.* — 3) Petrina, Wien. Ber. Bd. XIII, S. 333. 1854;* vergl. auch Liais, Mém. de Cherbourg T. II, p. 201. 1854;* Fortschr. 1854. S. 582.*

Die Erklärung dieser Erscheinungen ist folgende:

Fig. 172.



Wir wollen die Spirale als einen Cylinder von Metall ansehen, der in der gegen seine Axe *AB*, Fig. 172, senkrechten Richtung vom galvanischen Strom durchflossen ist. *a* sei ein Punkt des die Spirale umgebenden Eisencylinders. Legen wir durch *a* zwei der Axe *AB* parallele, unendlich nahe an einander liegende Ebenen *abcde* und *afghi*, sodann eine Ebene *aAgcbf* senkrecht gegen die Axe des Cylinders und zwei um den Winkel $d\varphi$ gegen einander geneigte auf den ersten zwei Ebenen verticale Ebenen *aihed* und $a i_1 h_1 e_1 d_1$, so sind die Wirkungen der von den Strömen durchflossenen Vierecke $h h_1 e e_1$ und $d d_1 i i_1$ auf den Punkt *a* gleich:

$$W = \left(\frac{h h_1 e e_1}{a h^2} \sin cea \sin cga - \frac{d d_1 i i_1}{a i^2} \sin bda \sin bfg\right).$$

Nun ist $\sin cea = \sin bda$, $\sin cga = \sin bfg$, ferner $h h_1 e e_1 = gc \,.\, h h_1$, $d d_1 i i_1 = bf \,.\, i i_1$. Da nun $h h_1 : i i_1 = ah : ai = ag : af = gc : bf, = h_1 e_1 : d_1 i_1$ sich verhält, so verhält sich auch $h h_1 e e_1 : d d_1 i i_1 = a h^2 : a i^2$. Setzen wir diese Verhältnisse in die Gleichung ein, so erhalten wir $W = 0$.

Wird die Spirale in lauter einzelne Vierecke wie $h h_1 e e_1$ und $d d_1 i i_1$ zerlegt, und ist sie so lang, dass man annehmen kann, dass die Wirkung derjenigen Punkte an ihren Enden verschwindend klein ist, in denen die von *a* aus gezogenen Linien ihre Oberfläche nur einmal auf der *a* zugewendeten Seite treffen, so übt die gesammte Spirale keine magnetisirende Wirkung auf das Theilchen *a* des dieselbe umgebenden Eisencylinders aus. Derselbe bleibt unmagnetisch.

Legt man in eine Spirale einen Eisenstab, bestimmt seine Magnetisi- 299
rung z. B. durch Anziehung eines Ankers, und umgiebt sodann die Spirale noch mit einer Eisenhülle, welche man auch einerseits mit dem Eisenstab verbinden kann, wie bei dem Magnet von Guillemin und Romershausen (§. 247), so zeigt jetzt der so gebildete Magnet eine viel grössere Tragkraft und Anziehung, als der Eisenstab allein. Auch hier magnetisirt die

Spirale selbst die sie umgebende Eisenhülle eben so wenig wie ohne den eingelegten Eisenstab, da durch letzteren die Wirkung derselben auf die Hülle nicht geändert werden kann, eben so wenig wie die Anziehung zweier Himmelskörper auf einander durch Dazwischentreten eines Dritten gehemmt wird. Durch den im Inneren der Spirale magnetisirten Eisenstab wird aber indirect die ihm gegenüberliegende Eisenhülle magnetisch, so dass sie an dem Ende der Spirale, wo jener einen Nordpol zeigt, einen Südpol erhält. Durch die Rückwirkung auf die Theilchen des Eisenstabes werden dann auch diese stärker magnetisch, als ohne die Eisenhülle.

Dass in der That durch die Wirkung der Spirale in der äusseren Eisenhülle keine andere Magnetisirung erzeugt wird, als wenn der innere Eisenkern fehlte, kann man durch eine etwas abgeänderte Form des Versuches darthun. Man schiebt in eine Magnetisirungsspirale einen Eisenkern, der etwas länger als doppelt so lang als sie selbst ist, so dass sein unteres Ende mit der unteren Fläche der Spirale in einer Ebene liegt, und bestimmt die Tragkraft desselben. Schneidet man nun den über der Spirale befindlichen Theil des Eisenstabes der Länge nach auf, und biegt beide Hälften auf der Aussenseite der Spirale nach unten, so dass der Stab jetzt einen Dreizackmagnet darstellt, so hat dabei die Tragkraft des Stabes im Inneren der Spirale allein sich nicht geändert [1]).

Bei Verbindung aller drei Schenkel des Magnetes durch einen Anker ist selbstverständlich die Tragkraft grösser.

b. Einfluss der Länge.

300 Lenz und Jacobi [2]) haben auch hierüber einige Versuche angestellt, indem sie zugleich die Vertheilung des Momentes der einzelnen Theile der Stäbe nach der §. 258 mitgetheilten Methode untersuchten. Sie schoben in eine vier Fuss lange, zur Vermeidung der Inductionsströme der Länge nach aufgeschlitzte und mit übersponnenem Kupferdrath bewickelte Messingröhre 7 verschiedene Eisencylinder von $1^3/_4$ Zoll Durchmesser und 1, $1^1/_2$, 2, $2^1/_2$, 3, $3^1/_2$ und 4 Fuss Länge ein. Nur durch den Theil des Drathes auf der Messingröhre, welcher jedesmal über dem Eisenkern lag, wurde ein Strom geleitet, dessen Intensität an der Tangentenboussole bestimmt war. Ueber die Drathwindungen wurde eine kleine, einen Zoll lange Inductionsspirale mit 123 Drathwindungen geschoben, deren Enden mit einem empfindlichen Galvanometer verbunden waren. Zuerst wurde die Intensität des in letzterer inducirten Stromes gemessen, als noch kein Eisenkern in die magnetisirende Spirale eingelegt war, sodann, als der Eisenkern eingeschoben war. Es wurde die Annahme gemacht, dass die

[1]) Nicklès, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXVII, p. 399. 1853;* Electro-aimants p. 105.* — [2]) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LXI, S. 275 u. 448. 1844.*

Differenz der beobachteten Intensitäten dem beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes verschwindenden Magnetismus des Eisenkerns, also richtiger dem temporären Moment seiner Theile an der gerade unter der Mitte der Inductionsspirale liegenden Stelle proportional ist (§. 258).

Diese Annahme ist indess nicht ganz richtig, sondern auch das Verschwinden des Magnetismus der zu beiden Seiten dieser Stelle liegenden Theile des Eisenstabes inducirt in der Inductionsspirale einen Strom. Wäre das magnetische Moment aller Theile des Stabes gleich, oder fiele dasselbe von der Mitte zu den Enden gleichmässig nach dem Gesetz einer geraden Linie, sei es schneller oder langsamer, ab, so würde doch an jeder Stelle die Intensität des Inductionsstromes dem Moment des Stabes in der Mitte der Inductionsspirale entsprechen, da dann das Moment an zwei um gleich viel nach beiden Seiten von dieser Mitte abliegenden Punkten um gleich viel zu gross und zu klein wäre, die beim Verschwinden desselben erzeugte Induction also dieselbe wäre, als wenn die Momente an beiden Punkten gleich und ebenso gross wie ihr mittlerer Werth, d. i. wie das Moment in der Mitte der Spirale wären. Da aber, wie wir aus den Beobachtungen ersehen, die Momente gegen die Pole des Stabes hin immer schneller abfallen, so sind die Intensitäten der Inductionsströme kleiner (nicht grösser), als es die Proportionalität mit dem Moment des in der Mitte der Inductionsspirale liegenden Theiles des Stabes fordert.

Vermittelst dieser Methode haben Lenz und Jacobi die in folgender Tabelle verzeichneten Werthe erhalten. In derselben bezeichnet m das jedesmal beobachtete Moment der einzelnen Stellen des Stabes, x den Abstand derselben von der Mitte des Stabes in 24stel Zollen, L die Länge des Stabes. Alle Zahlen in der Tabelle sind mit 100000 multiplicirt.

x	m beobachtet	m berechnet nach der Formel $m = a - b x^2$	$m = a - b.(\mu^x + \mu^{-x})$	$\frac{m}{\sqrt{\frac{l}{2} - x}}$
Stab I. $l = 1$ Fuss				
0	7171	7173	7125	2070
3	6867	6868	6860	2343
5	6322	6326	6369	2384
7	5528	5512	5556	2472
9	4416	4427	4365	2550
11	2530	3071	2676	2530
Stab II. $l = 1^1/_2$ Fuss				
0	13485	13549	13427	—
3	13213	13267	13185	—
5	12771	12765	13752	—
7	12001	12012	12080	—
9	11081	11008	11144	—
11	9888	9754	9903	—
13	8301	8248	8310	—
15	6354	6491	6299	—
17	3621	4474	3787	—
Stab III. $l = 2$ Fuss				
0	20811	20896	20711	42450
3	20608	20637	20504	44960
7	19412	19488	19495	47085
11	17470	17419	17602	48456
15	14706	14331	14692	49020
19	10559	10524	10546	47004
23	4557	5714	4868	45570
Stab IV. $l = 2^1/_2$ Fuss				
0	28736	28918	28652	—
5	28150	28286	28094	—
9	26836	26869	26864	—
13	24813	24642	24863	—
17	21899	21606	21956	—
21	17909	17761	17996	—
25	12798	13105	12706	—
29	5524	7741	5843	—
Stab V. $l = 3$ Fuss				
0	36785	37415	36974	—
3	36677	37208	36965	—
7	36081	36289	36054	—
11	34966	34634	34666	—
15	32804	32243	32584	—
19	29626	29117	29682	—
23	25685	25256	25854	—
27	20820	20659	14579	—
31	14637	15327	6598	—
35	6192	9258	—	—
Stab VI. $l = 3^1/_2$ Fuss				
0	43471	43681	43445	67077
5	42999	43191	43051	70690
9	42130	42095	42050	73340
13	40620	40372	40514	75930
17	38322	38022	38349	76644
21	35375	35045	35511	77195
25	31979	31442	30924	77560
29	27480	27213	27514	76216
33	22098	22356	22155	73660
37	15730	16874	15672	70347
41	6163	10764	7991	61630
Stab VII. $l = 4$ Fuss				
0	52690	53033	52602	77595
3	52596	52867	52592	78405
7	52051	52130	51851	81292
11	50503	50803	50579	83026
15	49014	48886	49074	85322
19	46793	46376	46846	86873
23	43968	43281	43987	87939
27	40275	39596	40430	87685
31	36108	35320	36088	87575
35	30902	30454	30857	85705
39	24756	24998	24706	82518
43	17078	18953	17186	76374
47	6888	12317	8556	6888

In der Formel $m = a - b\,(\mu^x + \mu^{-x})$ (s. §. 301) ist

für Stab	I.	$a = 0{,}09363$	$log.\ b = 8{,}04910$	$log.\ \mu = 0{,}06940$
	II.	0,18675	8,41921	0,04349
	III.	0,31671	8,73815	0,02916
	IV.	0,40588	8,77625	0,02590
	V.	0,49598	8,79986	0,02354
	VI.	0,64838	9,02921	0,01730
	VII.	0,72682	9,00172	0,01692.

Nach diesen Beobachtungen schliessen Lenz und Jacobi [1]), dass der 301
Magnetismus (das temporäre Moment) an jeder Stelle des Stabes, deren Abstand von der Mitte desselben gleich x ist, durch die Formel

$$m = a - bx^2$$

ausgedrückt wird, nach welcher auch die in den Columnen III. angegebenen Zahlen berechnet sind. a und b sind in derselben Constante.

Bei der Berechnung der Beobachtungswerthe sind die an den Enden der Stäbe erhaltenen Resultate nicht mit in Betracht gezogen, da an ihnen nicht mehr auf beiden Seiten der Inductionsspirale die Masse des Eisenstabes vertheilt ist, so dass die beobachteten Werthe viel zu klein ausfallen würden. — Nach obiger Formel würde die Vertheilung der temporären magnetischen Momente in weichen Eisenstäben, die ihrer ganzen Länge nach von der Magnetisirungsspirale bedeckt sind, durch einen Parabelbogen dargestellt werden, dessen Abscissenaxe durch die Mitte des Magnetes und vertical gegen denselben gezogen ist, während die Abstände der einzelnen Punkte des Magnetes von seiner Mitte als Ordinaten dienen. Die auf jeder Stelle auf dem Magnet errichteten, seinen Momenten an denselben Stellen entsprechenden Lothe stellen die dazu gehörigen Abscissen dar.

Auf mehr wissenschaftliche Basis gegründet ist die von Rees versuchte Darstellung der magnetischen Momente der Theile des Stabes durch eine Kettenlinie, deren Formel

$$m = a - b\,(\mu^x + \mu^{-x})$$

ist, wo a, b, μ Constante sind. Nach dieser Formel sind die in Columne IV. der Tabelle aufgeführten Werthe berechnet, welche mit Ausnahme der Werthe an den Enden der Stäbe sehr gut mit den Beobachtungsresultaten übereinstimmen.

Wären die Eisenstäbe auf ihrer ganzen Länge gleich starken magnetischen Kräften ausgesetzt, so würde die Vertheilung der temporären magnetischen Momente in ihnen genau dieselbe sein, wie die der permanenten Momente in einem zur Sättigung magnetisirten Stahlstab, wobei wir annehmen, dass die Magnetisirung der ersteren der magnetisirenden Kraft proportional sei. Nun hat aber Biot nachgewiesen, dass sich die frei nach aussen wirkenden Magnetismen eines Stahlstabes an verschiedenen Stellen durch die Formel

$$m_0 = A\mu^l\,(\mu^x - \mu^{-x})$$

darstellen lassen, und dieselbe Formel hat Green (§. 240) für sehr dünne Stäbe theoretisch aus der allgemeinen Formel von Poisson für die Magnetisirung von Körpern abgeleitet. — Wir haben schon §. 260 erwähnt, dass die freien Magnetismen des Stabes an den verschiedenen Punkten seiner Länge dem Differentialquotient des magnetischen Momentes m seiner Elemente nach der Axe des Stabes entsprechen. Es würde also

[1]) v. Rees, Pogg. Annal. Bd. LXX, S. 1. 1847.* — [2]) Green, Essay 1828 und Crelle's Journ. Bd. XLVII, S. 215.*

$$\frac{dm}{dx} = m_0 = A\,\mu^l\,(\mu^x - \mu^{-x})$$

sein, d. h.

$$m = a - b\,(\mu^x + \mu^{-x})$$

wo $-b = \frac{A\,\mu^l}{\log \mu}$ ist.

Dies ist aber die Formel der Kettenlinie, welche Rees zur Berechnung der Resultate von Lenz benutzt hat.

302 Bestimmt man vermittelst der Formel $m = a - bx^2$ oder der Formel der Kettenlinie die Intensitäten aller Inductionsströme, welche man erhält, wenn die 1 Zoll lange Inductionsspirale je um ihre Länge auf einem Stabe von der Länge l nach allen seinen Punkten verschoben wird, und nimmt die Summe dieser Werthe, so giebt dieselbe die Summe der Momente sämmtlicher Theile der Stäbe, d. h. das gesammte magnetische Moment an, welches der Stab erhält, während alle Theile desselben (mit Ausnahme der Enden) in gleicher Weise mit Drathwindungen bedeckt, also gleichen magnetisirenden Kräften ausgesetzt sind. Dieselben Werthe erhält man, wenn die Stäbe ihrer ganzen Länge nach mit einer Inductionsspirale bedeckt sind, die die lfache Windungszahl hat, wie die bei den ersten Versuchen verwendete kurze Spirale.

Indem nun Lenz und Jacobi auf die mit den Magnetisirungsspiralen umwickelten Eisenkerne so viele Inductionsrollen von je 6 Zoll Länge schoben, dass sie ganz mit ihnen bedeckt waren, und die gehörigen Reductionen der beobachteten Intensitäten der Inductionsströme auf die der Länge der Eisenkerne proportionale Windungszahl und gleichen Widerstand des Schliessungskreises vornahmen, erhielten sie in der That Werthe, welche den aus obigen Formeln berechneten nahezu gleich kommen. Die (mit 100000 multiplicirten) Gesammtmomente M der Stäbe waren nämlich

Länge	M aus obigen Versuchen berechnet nach der Formel		M direct beobachtet	Verhältniss	$c\,\frac{M}{l^2}$	$c\,\frac{M}{l^2\sqrt{l}}$
	$\mu = \Sigma(a - bx^2)$	$\mu = \Sigma(a - b(m^x + m^{-x}))$				
1′	66686	65842	63932	100	100	100
1,5	183074	181716	182234	285	127	103
2	369168	368690	365812	572	143	101
2,5	640294	635252	620218	970	155	98,1
3	989836	983456	958518	1500	166	96,1
3,5	1351770	1343276	1298939	2031	165?	88,6
4	1866582	1856164	1741820	2724	170	85,2

Es stimmen mithin die aus den ersten Beobachtungen nach der einen oder anderen Formel berechneten und direct beobachteten Werthe gut mit einander überein.

Versucht man die Momente der ihrer ganzen Länge nach mit der Magnetisirungsspirale bewickelten Stäbe durch die Ablenkung einer Magnetnadel zu bestimmen (nach §. 254), die ihnen in der Verlängerung ihrer von Ost nach West gerichteten Axe gegenübergestellt wird, so erhält man ähnliche Resultate. 303

So habe ich vier Stäbe von 10, 20, 30, 40 Centimeter Länge und 8 Millimeter Dicke in eine 50 Centimeter lange und 13,5 Millimeter weite Spirale so eingeschoben, dass ihre Axen senkrecht auf der Ebene des magnetischen Meridians standen, und ihr dem magnetisirten Stahlspiegel des Spiegelgalvanometers zugekehrtes Ende 39 Centimeter von demselben entfernt war. Aus den Ablenkungen des Stahlspiegels bei Magnetisirung der Stäbe durch Ströme von verschiedener Intensität ergab sich nach Abzug der Ablenkungen durch die Ströme in der Spirale allein im Mittel das Verhältniss der Momente M:

Länge der Stäbe l	M	$\frac{M}{l^2}$	$\frac{M}{l^2\sqrt{l}}$
10^{ctm}	100	100	100
20	545	136,5	96,5?
30	1220	135,5	78,2
40	2300	144,0	71,9

Die magnetisirende Spirale war so lang, dass die auf die verschiedenen Theile der Stäbe wirkende elektromagnetische Scheidungskraft nahezu in ihrer ganzen Länge constant war.

Auch Dub hat einige Stäbe der ganzen Länge nach mit Drathwindungen umgeben, und sie dann durch Ströme von solcher Intensität magnetisirt, dass dieselbe der Zahl der Windungen umgekehrt proportional war, also die gesammte auf die ganzen Stäbe wirkende magnetisirende Kraft constant blieb. Vor dem einen Ende der von Ost nach West gerichteten Stäbe war in 21″ Entfernung eine Magnetnadel aufgestellt, aus deren Ablenkung die Momente der Stäbe sich berechnen lassen. Will man dann die Momente M der Stäbe angeben, welche sie erhielten, wenn die magnetisirende Kraft auf alle ihre einzelnen Theile gleich wirkte, so müssen die berechneten Werthe noch mit der Zahl der Windungen oder Länge der Stäbe multiplicirt werden. Auf diese Weise erhält man das Verhältniss der Momente M:

Länge des Magnetes	M	$c\,\frac{M}{l^2}$	$c\,\frac{M}{l^2\sqrt{l}}$
6″	100	100	100
12	476	119	84
18	1190	132	76,5
24	2090	130?	65,3

Bei den Berechnungen dieser sowie der vorhergehenden Versuche ist nicht berücksichtigt, dass die Pole der Magnete nicht genau an ihren Enden liegen; doch würden dadurch die Resultate sich nur wenig ändern.

Endlich hat Dub [1]) folgende Bestimmungen gemacht:

Hufeisen, bestehend aus einem Zwischenstücke und geraden Schenkeln, wurden mit letzteren senkrecht nach unten in der Ost-Westebene einer Magnetnadel in der Art gegenübergestellt, dass ihre Polflächen in gleicher Höhe mit ihr sich befanden. Die Schenkel des Hufeisens wurden allmälig so verlängert, dass die ganze Länge des Hufeisens von 13″ bis 53″ stieg. Der Abstand der Polflächen desselben von einander betrug 5″, der der Magnetnadel von dem ihr zunächst liegenden Schenkel 21″. Das Hufeisen war stets seiner ganzen Länge nach mit der magnetisirenden Spirale bedeckt; indess wurde die Intensität des Stromes so regulirt, dass die gesammte auf das ganze Hufeisen wirkende magnetisirende Kraft dieselbe blieb.

Die der Tangente der Ablenkung der Nadel proportionale Wirkung W der Hufeisen muss mit dem Quadrat ihrer Länge l multiplicirt werden, um ihre Momente M zu erhalten, die sie annehmen, wenn auf alle ihre Theile eine gleiche magnetisirende Kraft wirkte. — Auf diese Weise ergab sich u. A.

1. bei einem Hufeisen von 1″ Dicke:

l	13″	17″	23″	29″	53″
$M = l^2 W\, const$	599	1180	2467	4472	20040
$W = \frac{M}{l^2}$ (beob.)	3541	4091	4663	5317	7134
$\frac{W}{\sqrt{l}} = \frac{M}{l^2\sqrt{l}}\, const$	982	991	972	987	980

2. bei einem Hufeisen von 2″ Dicke:

l	17″	29″
$M\, const$	1552	6513
W	53732	77427
$\frac{W}{\sqrt{l}}\, const$	13	14,5

Bei den längeren Hufeisen dürften die beobachteten Werthe etwas zu klein ausgefallen sein, da die Pole in ihnen über die Ebene der Pol-

[1]) Dub, Elektromagn. S. 267* und Pogg. Ann. Bd. CII, S. 209. 1857.*

flächen immer mehr hinaufrücken. — Ueberhaupt dürfte allen bisher angeführten Beobachtungswerthen keine zu grosse Bedeutung beigelegt werden, da die Beschaffenheit des Eisens der Stäbe auf dieselben vom grössten Einfluss ist. Selbst wenn man aus demselben Stabe von weichem Rundeisen verschiedene Stücke schneidet, zeigen sie bei gleicher Behandlung zuweilen schon ein etwas abweichendes Verhalten.

Die Abhängigkeit der temporären Momente M verschieden langer 304
und gleich dicker Eisenstäbe, welche ihrer ganzen Länge nach durch gleiche magnetisirende Kräfte erregt sind, würde am richtigsten durch die von Green gegebene Formel dargestellt werden:

$$M = k\left(\beta l - \frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}{e^{\beta l} + e^{-\beta l}}\right) = k\left(\beta l - \frac{1 - e^{-2\beta l}}{1 + e^{-2\beta l}}\right) \quad . \quad . \quad . \quad (I)$$

in der β und k Constante sind, l die halbe Länge der Stäbe bezeichnet. Diese Formel gilt freilich zuerst nur für Stäbe, deren Querdimensionen gegen ihre Länge klein sind.

Wollte man aus den an den einzelnen Stellen der Stäbe beobachteten Momenten ihr gesammtes Moment durch Summation erhalten, so müsste man den der Kettenlinie entsprechenden Ausdruck für die ersteren über die ganze Länge der Stäbe integriren. Dann wäre

$$M = 2\int_0^l [a - b\,(\mu^x + \mu^{-x})]\,dx = 2\left(al - \frac{b}{\log\mu}\right)(\mu^l - \mu^{-l}) \quad (II)$$

wo x den Abstand der einzelnen Stellen der Stäbe von ihrer Mitte bezeichnet. — Diese Formel stimmt im Wesentlichen mit der von Green aufgestellten überein, wenn man $e^{\beta} = \mu$ setzt. Der Werth im Nenner der letzteren Formel $e^{\beta l} + e^{-\beta l}$ ist dann schon in den Constanten der Formel II. enthalten.

Die directe Summation der nach der Kettenlinie berechneten Momente der einzelnen Stellen des Stabes ist in der Tabelle §. 302, Columne 3 ausgeführt. Eine genauere Uebereinstimmung der so berechneten und beobachteten Werthe der Momente M ist nicht wohl zu erwarten, da die Stäbe meist an ihren Enden schwächeren magnetisirenden Kräften ausgesetzt waren, als in ihrer Mitte, wodurch die Beobachtungswerthe zu klein ausfallen, und auch in dem Querschnitt der Stäbe die magnetisirende Kraft sich ändert.

Aus der Vergleichung der Werthe $\frac{M}{l^2}$ und $\frac{M}{l^2\sqrt{l}}$ ergiebt sich übrigens, dass die temporären Momente der Stäbe, deren einzelne Stellen bei allen Stäben stets gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen sind, etwas schneller wachsen als die zweite, aber etwas langsamer als die $^5/_2$te Potenz ihrer Länge.

Vergleicht man die Momente m_0 der in der Mitte der verschiedenen 305
langen Stäbe befindlichen Theile, während die Stäbe an allen Theilen

gleichen magnetisirenden Kräften ausgesetzt sind, so findet man nach den Versuchen von **Lenz**:

Länge l	m_0	m_0 ber. n. d. Formel $m_0 = a - 2b$	$\frac{m_0}{l\sqrt{l}}$
1	7171	7125	7171
1,5	13485	13427	7340
2	20811	20711	7357
2,5	28736	28652	7267
3	36785	36974	7079
3,5	43471	43445	6639
4	52690	52602	6539

Aus der Formel der Kettenlinie (§. 301) würden diese Momente sich ergeben, wenn man in derselben $x = 0$ setzt. Dann ist $m = a - 2b$, wonach die Zahlen der dritten Columne der Tabelle berechnet sind.

Dividirt man durch die Momente in der Mitte des Stabes in die Gesammtmomente desselben, so erhält man nach §. 261 den Abstand der Pole l_l der Stäbe von einander.

Daraus ergiebt sich:

Länge l des Stabes	12″	18″	24″	30″	36″	42″	48″
Abstand der Pole von einander l_l	8,9	13,6	17,6	21,7	25,9	29,9	33,1
$\frac{l_l}{l}$	0,74	0,76	0,73	0,72	0,72	0,71	0,68

Der Abstand der Pole von einander ist also nahezu proportional der Länge der Stäbe, nur bei den längeren Stäben ist er ein wenig kleiner.

306 Wir haben im Vorhergehenden immer die temporären Momente M der Stäbe betrachtet, welche sie erhalten, wenn auf jeden Theil derselben bei allen die gleiche magnetisirende Kraft wirkt. — Würde man die Werthe M durch die Länge der Stäbe dividiren, so gäbe der Werth $\frac{M}{l}$ das Moment an, welches die Stäbe erhielten, wenn die auf ihre ganze Länge wirkende magnetisirende Kraft bei allen constant wäre. — Würde man noch einmal die Division mit l vornehmen, so erhielte man die Werthe $\frac{M}{l^2}$, welche unter der Voraussetzung, dass die freien Magnetismen der Stäbe nur an ihren Enden aufträten, oder doch der Abstand der Pole den Längen der Stäbe proportional wäre, den freien in den Stäben angehäuften Magnetismen proportional wären. Diese Werthe sind in den Tabellen stets mit aufgeführt.

Dub[1]) hat versucht, die Beziehungen zwischen den Momenten verschieden langer Stäbe als Ganzes und in ihren einzelnen Theilen auf eine andere Art darzustellen, als wir es bisher gethan. Er stellt folgende Sätze auf: 307

1. Der an den einzelnen Stellen der Eisenstäbe erregte Magnetismus, d. h. also das temporäre magnetische Moment daselbst, ist der Quadratwurzel der Abstände derselben von dem ihnen zunächst liegenden Ende des Stabes proportional. Bezeichnet also λ diesen Abstand, m das Moment, so müsste $\frac{m}{\sqrt{\lambda}}$ eine constante Grösse sein. Ist der Abstand von der Mitte des Stabes x, die Länge desselben l, so ist $\lambda = \frac{l}{2} - x$. Dann müsste der Werth $\frac{m}{\sqrt{\frac{l}{2} - x}}$ constant sein. Auf diese Weise sind die Zahlen in der fünften Reihe der Tabelle (§. 300) berechnet. — Wenngleich die Quotienten von den Polen ab erst eine regelmässige Zunahme und dann wieder eine Abnahme gegen die Mitte des Stabes zeigen, sind die Abweichungen doch nicht allzu bedeutend. Die Formel $m = const \sqrt{\frac{l}{2} - x}$ würde aber für positive und negative Werthe von x andere Werthe für das magnetische Moment geben, so dass sie jedenfalls nur für jede Hälfte des Stabes gelten würde. Ferner würde für $x = \frac{l}{2}$ das Moment $m = 0$ sein, d. i. das Moment der am Ende der Stäbe liegenden Theile Null sein, und die Stäbe könnten an ihren Endflächen keinen freien Magnetismus zeigen, was nicht mit der Erfahrung übereinstimmt.

Die Curve, welche nach der Formel $m = const \sqrt{\frac{l}{2} - x}$ die Werthe von m angäbe, würde zwei Parabeln darstellen, deren Abscissenaxen mit dem Magnet zusammenfielen, deren Ordinaten die magnetischen Momente an seinen einzelnen Stellen bezeichneten. Ihre Scheitelpunkte lägen an den Enden des Magnetes. In der Mitte des Stabes würden beide Parabeln zusammentreffen und die ganze Curve der Magnetisirung hätte daselbst einen plötzlichen Bruch, so dass sich hiernach die magnetischen Momente der Theilchen des Magnetes in seiner ganzen Länge nicht stetig ändern würden.

2. Der „erregte totale Magnetismus" (d. i. der freie Magnetismus $\frac{M}{l^2}$, vergl. den vorigen Paragraph), welcher in den auf ihrer ganzen Länge l mit der Magnetisirungsspirale bedeckten Stäben erzeugt wird, wenn die gesammte auf ihre ganze Länge wirkende magnetisirende Kraft constant bleibt, ist der Quadratwurzel aus ihrer Länge l proportional. Die Werthe

[1]) Dub, Elektromagn. S. 253* u. a. a. O.

$\frac{M}{l^2\sqrt{l}}$ in den ersten Tabellen §. 303 müssten also constant sein. Indess weichen dieselben doch ziemlich stark von einander ab, und werden für die längeren Stäbe kleiner. Diese Abweichung würde noch grösser werden, wenn die magnetisirende Kraft auf alle Theile der Stäbe gleichmässig wirkte, da dann namentlich das Moment der kürzeren Stäbe grösser werden würde.

Nach seinen Versuchen mit Hufeisen (§. 303) hat Dub denselben Satz, wie für den „erregten" Magnetismus auch für den „freien" Magnetismus derselben ausgesprochen. Derselbe fällt nach unseren Erklärungen mit obigem Satze zusammen.

3. Der in der Mitte der verschieden langen auf die angeführte Art magnetisirten Stäbe erregte Magnetismus (das temporäre Moment daselbst) ist der Quadratwurzel aus ihrer Länge proportional. — Nach diesem Satz müssten die Werthe $\frac{m_0}{l\sqrt{l}}$ der Tabelle §. 305 constant sein. Sie nehmen indess langsam und ziemlich regelmässig mit der Länge der Stäbe ab. Da nach §. 261 das Moment der mittleren Stellen der Stäbe proportional der freien Polarität derselben ist, so ist dieser Satz eine unmittelbare Folge aus dem zweiten Satz.

4. Aus den Sätzen 1 und 3 würde folgen, dass das Moment der verschieden langen Stäbe an Stellen, die gleich weit von ihren Enden entfernt sind, constant dasselbe bleibt, vorausgesetzt, dass die auf die ganzen Stäbe wirkenden magnetisirenden Kräfte dieselben sind. Dieser Satz wird durch die folgende von Dub aus den Versuchen von Lenz berechneten Tabelle belegt, in der jene Momente verzeichnet sind.

Länge der Magnete.	Abstand der Punkte vom Ende jedes Magnetes.					
	4,5″	6,5″	8,5″	12,5″	16,5″	20,5″
1′	3433					
1,5	3693	4404	4506			
2	3676	4368	4852			
2,5	3581	4380	4962	5630		
3	3470	4281	4771	5828	6113	
3,5	3150	3926	4568	5475	6017	6210
4	3094	3863	4513	5496	6127	6506

Wenn auch anzuerkennen ist, dass die von Dub aufgestellten Sätze innerhalb gewisser Grenzen den Beobachtungsresultaten sich ziemlich gut anschliessen, so dürften dieselben doch mit Rücksicht auf die unter 1) angegebenen Punkte als rein empirische, durch Probiren gefundene Ausdrücke kaum an Stelle der aus den einfachsten Grundgesetzen der magnetischen Anziehung und Abstossung zuerst von Green direct abgeleiteten Formeln gesetzt werden, welche sich den Gesetzen der Kettenlinie an-

schliessen. Wenn die Formeln von Green zunächst auch nur für Stäbe gelten, deren Querdimensionen gegen ihre Länge klein sind, und die an allen Stellen gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen sind, so passen sie sich doch wenigstens annähernd den vorliegenden unter nicht so einfachen Umständen angestellten Versuchen an, wie dies auch die grosse Uebereinstimmung derselben mit den von Rees berechneten Werthen ergiebt. Eigentlich würden die richtigen Ausdrücke noch complicirter werden. Dennoch möchten die Formeln von Dub für manche praktische Zwecke recht bequem sein, um auf elementare Weise die Thatsachen innerhalb beschränkter Grenzen rein empirisch darzustellen.

Eine Reihe von Sätzen für den in Eisencylindern durch einen angenäherten Magnet erregten Magnetismus ist von E. Becquerel[1]), indess 308
ohne Angabe der specielleren Versuche, aufgestellt worden, indem er gleich lange Cylinder von weichem Eisen unter dem Einflusse eines Magnetes schwingen liess. Es sollte hiernach die dritte Potenz der Schwingungsdauer dem Gewicht des Cylinders oder dem Quadrat seines Durchmessers, und der Magnetismus des Cylinders der Cubikwurzel aus dem Gewicht oder der Quadratwurzel aus dem Querschnitt desselben entsprechen. In dickeren Stäben würde also der in jeder Elementarfaser erregte Magnetismus um so schwächer sein, je dicker sie sind. Wird die Eisenmasse immer feiner vertheilt, so soll der in jedem Element erregte Magnetismus erst dem Quadrat, dann der ersten Potenz der Dichtigkeit der in der Volumeinheit enthaltenen magnetischen Masse proportional sein. Bei gleicher Dichtigkeit soll für Eisenfeile, feines Eisenpulver und massives Eisen der durch einen Magnet in denselben inducirte Magnetismus derselbe sein. Ebenso gross soll er auch bei gewöhnlicher Temperatur im Nickel sein, so dass zwei gleich lange Stäbe von Eisen und Nickel von gleichem Gewicht gleich schnell schwingen. Der Magnetismus des natürlichen Magneteisensteins soll 0,48 von dem des Eisens betragen.

Umgiebt die Magnetisirungsspirale einen Eisenstab nicht in seiner 309
ganzen Länge, so werden die Erscheinungen äusserst complicirt.

Selbstverständlich ist es, dass, wenn die Magnetisirungsspirale am Ende des Stabes sich befindet, bei gleichbleibender Stromintensität die Summe der magnetischen Momente aller Theile des Stabes kleiner ist, als wenn sie gegen seine Mitte hingeschoben wird, da in letzterem Falle zu beiden Seiten derselben sich Eisentheile befinden, die durch sie magnetisirt werden. Stellt man dem Ende des Eisenstabes eine Magnetnadel gegenüber, so wird also in Folge dieser Zunahme des Momentes die Ablenkung derselben bei Fortschieben der Magnetisirungsspirale von dem der Nadel zunächst liegenden Ende des Stabes gegen seine Mitte hin zunehmen; da aber zugleich das magnetische Moment der an jenem Ende befindlichen einzelnen Theile des Stabes abnimmt, so findet bei weiterem

[1]) E. Becquerel, Compt. rend. T. XX, p. 1708. 1845.*

Fortschieben der Spirale wieder eine Abnahme der Ablenkung statt. So fand z. B. Dub [1]) bei Anwendung eines 12″ langen und 1″ dicken Eisenstabes, auf den eine eng anschliessende, $1^3/_4$″ lange Spirale geschoben war, nach Abzug der Wirkung der Spirale für sich:

Abstand der Spirale vom Ende des Magnetes.	Ablenkung der Magnetnadel.
$^3/_4$″	29°
2	36 15′
$3^3/_4$	34 15
7	29 30
$10^1/_4$	12 45

Denselben Grund hat das Resultat des folgenden Versuches:

Dub [2]) schob auf einen 12″ langen, 1′ dicken Eisenstab, der senkrecht gegen den Meridian aufgestellt war, sechs 2″ lange Spiralen, und leitete durch sie einen Strom. Sodann wurde eine Spirale nach der anderen entfernt, die übrigbleibenden gegen die Mitte des Stabes zusammengeschoben und wiederum die Intensität des Stromes so vermehrt, dass die magnetisirende Kraft (Intensität mal Windungszahl) dieselbe blieb. Das magnetische Moment M des Stabes ergab sich aus der Ablenkung einer in der Verlängerung seiner Axe aufgestellten Magnetnadel:

Zahl der Spiralen:	6.	5.	4.	3.	2.	1.
M	4452	4885	5317	5658	6032	6745.

310 Ebenso ist es klar, dass wenn man über einen Punkt eines längeren Eisenstabes eine kurze Spirale schiebt, das magnetische Moment der unter derselben oder dicht neben derselben befindlichen Theile des Stabes bedeutend grösser sein muss, als wenn man die Windungen der Spirale auf der jenem Theile abgewandten Seite des Eisenstabes auf eine längere Strecke ausgebreitet hätte.

So schoben z. B. Lenz und Jacobi [3]) auf einen 3 Fuss langen und $1^1/_2$″ dicken Eisenstab 6 gleiche Spiralen von je 6″ Länge. Die erste I derselben, welche sich am Ende des Stabes befand, diente als Inductionsspirale und war mit einem Galvanometer verbunden. Es wurden nun Ströme von gleicher Intensität durch die nächst folgende, oder die beiden folgenden u. s. f. geleitet, und beim Oeffnen derselben durch den Inductionsstrom die temporären Momente M des Theiles des Stabes unter der Inductionsspirale gemessen. Um die Resultate auf gleiche magnetisirende Kräfte zu reduciren, musste noch mit der Zahl der jedesmal verwendeten Magnetisirungsspiralen dividirt werden. Es ergab sich:

[1]) Dub, Elektromagn. S. 165.* — [2]) Dub, Elektromagn. S. 173.* — [3]) Lenz und Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LXI, S. 462. 1844;* vergl. auch Dove §. 357.

Zahl der Spiralen n	M	$\frac{M}{n}$ *const.*
1	0,13290	13290
2	0,23980	11990
3	0,31544	10514
4	0,36285	9071
5	0,37278	7456.

Es ist hier die Abnahme der Werthe $\frac{M}{n}$ deutlich ersichtlich.

Von ähnlichen Versuchen, die doch keine genau zu berechnenden Resultate ergeben können, erwähnen wir nur noch die folgenden, von Lenz und Jacobi angestellten. 311

Eine $13^1/_2''$ lange, $1^1/_2''$ dicke Eisenstange wurde in der Mitte durch eine $2''$ lange Spirale von 105 Windungen magnetisirt, und nun durch eine $2''$ lange Inductionsspirale, welche auf verschiedene um die Länge L von der Mitte der Stange abstehende Punkte geschoben wurde, die magnetischen Momente M an denselben bestimmt:

Es ergab sich

L	M	L	M
0	0,88417	34	0,19016
4	0,70947	42	0,13161
8	0,59078	50	0,09170
12	0,50076	66	0,03380
18	0,40753	76	0,01701
26	0,28798	80	0,00589.

Diese Werthe lassen sich gut durch die Formel

$$\log M = 9{,}93844 - 0{,}01951\,L$$

darstellen.

In ähnlicher Weise hat Matteucci [1]) auf verschiedene Stellen eines 4 Meter langen Eisenstabes eine 11 Centimeter lange Spirale geschoben, und wie Lenz und Jacobi die Vertheilung des Magnetismus im Stabe durch eine Inductionsspirale bestimmt. Der Magnetismus konnte so in dem Stabe noch in 1,4 Meter Entfernung von der Magnetisirungsspirale beobachtet werden. Der Magnetismus war im Maximum, wenn die Magnetisirungsspirale in der Mitte des Stabes sich befand. Bei anderen Lagen derselben war stets das längere Ende des Stabes stärker magnetisirt als das kürzere.

Bei all diesen Versuchen werden nur die unter oder dicht neben der Magnetisirungsspirale befindlichen Moleküle des Eisenstabes direct durch 312

[1]) Matteucci, Compt. rend. T. XXIV, p. 301. 1847.

die Einwirkung des galvanischen Stromes gerichtet, so dass er ein Moment in der Richtung seiner Axe erhält. Die folgenden Theilchen werden nur durch die Einwirkung der vorhergehenden indirect gerichtet. Je nachdem die Beweglichkeit derselben grösser oder kleiner ist, wird daher das magnetische Moment der gerichteten Theile in der Richtung der Axe des Stabes mehr oder weniger schnell abnehmen. Man hat das Verhältniss dieser Abnahme in verschiedenen Eisen- und Stahlsorten wohl mit dem Namen der „magnetischen Leitungsfähigkeit“ bezeichnet. Dieselbe würde nach dem §. 278 erwähnten Verhalten des Eisens und Stahls in letzterem kleiner sein als in ersterem und mit der Härte des Eisens und Stahls abnehmen.

Dies zeigt sich recht deutlich bei einem Versuch von Poggendorff [1]). Legt man nach einander einen Stahl- und Eisenstab in eine Spirale ganz ein, so werden sie, wenn die Spirale von Strömen von gleicher Intensität durchströmt wird, beide fast gleich magnetisch (zeigen fast gleiche Tragkraft); ragen die Stäbe aber einen Zoll aus der Spirale heraus, so ist der Magnetismus des Stahles schwächer. Der in einem Theil der Stäbe erregte Magnetismus vertheilt also den Magnetism s der benachbarten Theile im Stahl schwächer, als im Eisen.

313 Wenngleich sich aus all diesen Versuchen kein allgemeines Resultat in Betreff der Abhängigkeit des temporären Momentes der Eisenstäbe von ihrer Gestalt ergab, so lässt sich doch nach Thomson [2]) wenigstens ein specielles Gesetz aussprechen, welches sich *a priori* ergiebt. Es sollen nämlich ähnliche Stangen von verschiedenen Dimensionen auf ähnliche Weise mit Drathgewinden umwickelt, deren Längen den Quadraten der linearen Dimensionen der Stäbe proportional sind, von gleichen Strömen durchflossen, eine gleiche magnetische Kraft auf ähnlich liegende Punkte ausüben.

Halten wir einmal die Sätze von Dub als empirische Erfahrungsresultate innerhalb gewisser Grenzen fest, so würde das Moment M_l eines Stabes von der Länge l und Dicke d, der auf seiner ganzen Länge mit Drathwindungen umgeben wäre, durch die ein Strom von der Intensität I flösse,

$$M_l = const\ I\ .\ l^2 \sqrt{l}\ \sqrt{d}$$

sein. Ein ähnlicher Stab von n facher Länge und Dicke, ähnlich umwickelt mit einem Drath von n^2 facher Länge wäre mit n mal so viel Windungen umgeben, so dass bei gleicher Intensität des Stromes die magnetisirende Kraft, welche auf alle einzelnen Theile desselben wirkte, dieselbe wie beim ersten Stab wäre. Dann wäre das Moment

$$M_{nl} = const\ I\ .\ n^2\ l^2 \sqrt{nl}\ \sqrt{nd} = n^3 M_l.$$

Lassen wir beide Stäbe auf magnetische Punkte wirken, die z. B. in

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 154. 1852.* — [2]) Thomson, Phil. Trans. 1856. T. I, p. 287.*

der Richtung ihrer Axe liegen, und in den Abständen r und nr von der Mitte der Stäbe abliegen, gegen welche Abstände die Länge der Stäbe verschwinden möge, so sind die Wirkungen der Stäbe auf dieselben

$$\frac{M_l}{r^3} \text{ und } \frac{M_{nl}}{(nr)^3}.$$

Diese Ausdrücke sind aber gleich, da $M_{nl} = n^3 M_l$.

Diese Uebereinstimmung der Sätze von Dub mit dem Satz von Thomson ist indess noch kein Beweis für die allgemeine Gültigkeit der ersteren, denn, abgesehen vom Eintreten der Sättigung, muss Thomson's Satz auch unter anderen Bedingungen der Magnetisirung eines Stabes durch eine Magnetisirungsspirale gelten. Da nach diesem Satz der Stab von n facher Masse an allen seinen einzelnen Stellen gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen ist, wie die entsprechenden Stellen des ihm ähnlichen Stabes von einfachen Dimensionen, so muss, welches auch sonst die Art der Magnetisirung sei, in allen Fällen die Zahl der in gleichem mittleren magnetischen Zustande befindlichen ähnlich liegenden Theilchen der Stäbe sich wie ihre Massen verhalten und ebenso müssen sich auch die magnetischen Momente der Stäbe verhalten.

4. Einfluss der Gestalt auf das permanente magnetische Moment von Stahlstäben.

Die Gesetze der Abhängigkeit des magnetischen Momentes perma- 314
nent magnetisirter Stahlstäbe von ihrer Gestalt sind viel weniger bekannt, als die der Elektromagnete. Meist hat man sich begnügt, das Moment von Stahlstäben als Ganzes und in ihren einzelnen Theilen zu untersuchen, welche auf irgend eine Art bis zur Sättigung magnetisirt waren.

Wir wollen zunächst die Vertheilung des freien Magnetismus auf der Länge solcher zur Sättigung magnetisirter Stahlstäbe betrachten.

Die hauptsächlichsten Bestimmungen in dieser Beziehung sind zuerst von Coulomb[1]) gemacht worden. Er bediente sich dazu einer kleinen, 6 Linien (13,5^{mm}) langen, 3 Linien dicken magnetischen Stahlnadel. An dieselbe war in ihrer Mitte und unterhalb in einem rechten Winkel gegen ihre horizontale Axe ein kleiner Cylinder von Kupfer von 2 Linien Durchmesser und 1 Zoll Länge vermittelst etwas Wachs angeklebt.

Die Nadel wurde an einem Coconfaden in einem Gehäuse aufgehängt. Acht Linien von derselben entfernt befand sich ein verticales Brett, an welchem in einem Falz in verticaler Richtung ein magnetischer Stahldrath von 1 bis 2 Linien Durchmesser verschoben werden konnte, so dass er

1) Coulomb, De la Métherie observat. sur la phys. T. XLIII, p. 249. 1793.* Gren, Neues Journ. Bd. II, S. 298.*

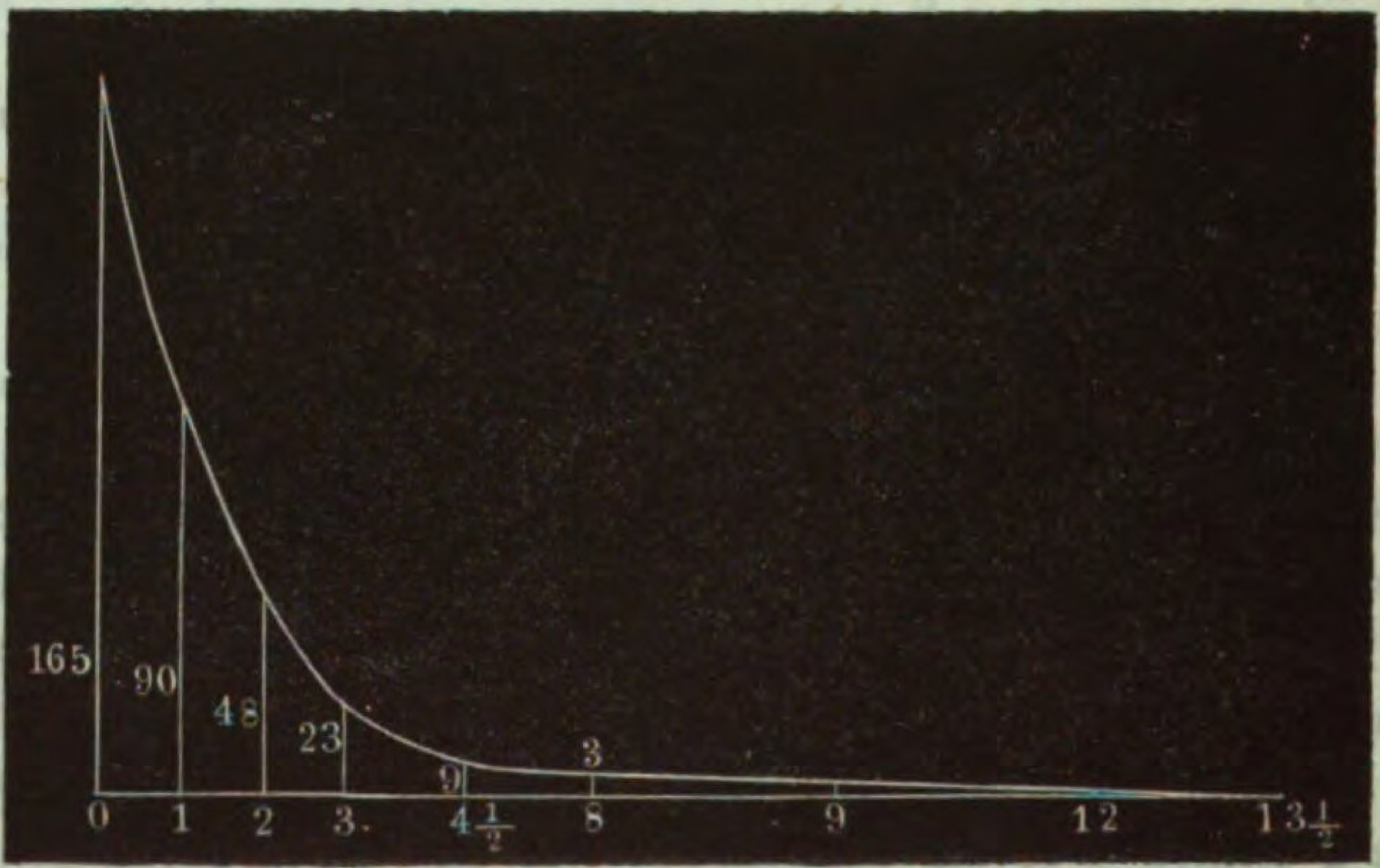
sich in der Verlängerung der magnetischen Axe der Nadel befand. Es wurden die Zahlen der Schwingungen der Nadel sowohl für sich untersucht, als während sie vor verschiedenen, je um 6 Linien von einander entfernten Stellen des magnetisirten Stahlstabes schwang. Bei kleineren Dimensionen der schwingenden Nadel und grösserer Annäherung an den Magnetstab ändert sich hierbei leicht ihr Magnetismus unter dem Einfluss des letzteren.

Kann man annehmen, dass nur die dicht vor und unmittelbar über und unter der Nadel befindlichen Stellen des magnetisirten Stahlstabes auf sie einwirken, und innerhalb dieser Wirkungssphäre die magnetische Wirkung des Stabes nach aussen sich gleichmässig ändert, so misst die Differenz der Quadrate der Schwingungszahlen der schwingenden Nadel unter Einfluss des Stahlstabes und ohne denselben diese Wirkung an den verschiedenen Stellen des letzteren.

Bei anderen Versuchen wurde neben dem verticalen Drath eine horizontale Magnetnadel an einem Metalldrath so aufgehängt, dass sie ihren einen Pol den mit gleichnamigem Magnetismus beladenen Stellen des magnetisirten Stahldrathes zukehrte. Der magnetische Drath war von dem Pol der Nadel durch ein 2 bis 3 Millimeter dickes Brett getrennt. Durch Torsion des die Nadel tragenden Drathes wurde sie nun jedesmal so weit herumgedreht, bis ihr dem Drath zunächstliegender Pol gegen das Brett gerade gegenlag. Der Torsionswinkel misst dann die Abstossungskraft der einzelnen Stellen des Drathes, mithin den freien Magnetismus derselben. Es wird dabei vorausgesetzt, dass die Einwirkung der Nadel die Vertheilung des Magnetismus im Drath nicht ändert.

Die Ordinaten der Curve, Fig. 173, stellen diese Torsionswinkel für die eine Hälfte eines 27 Zoll (73 Centimeter) langen Stahldrathes von

Fig. 173.



2 Linien (4,5 Millimeter) Dicke, vor. Die Zahl 0 der Abcisse entspricht dem Ende, die Zahl $13^1/_2$ der Mitte des Drathes.

Die an den letzten Enden des Drathes erhaltenen Resultate sind etwa um die Hälfte zu klein, da hier der Magnetismus desselben nur von einer Seite auf die ihm genäherte Nadel wirkt.

Bei kürzeren Dräthen ergab sich die die Vertheilung ihres freien Magnetismus von ihren Endflächen an bezeichnende Curve fast ganz gleich der den längeren Dräthen entsprechenden Curve. Nur ist in der Mitte ein kürzerer Raum, in welchem die Curve nahezu mit der Abscissenaxe zusammenfällt.

Die von Coulomb beobachteten Werthe der freien Magnetismen m 315
des Stabes von 27 Zoll Länge und 2 Linien Dicke an verschiedenen um die Länge ξ von seinem Nordpol abliegenden Stellen hat Biot mit den aus seiner Formel (§. 240)

$$m = A_{\prime}(\mu^{\xi} - \mu^{2l-\xi})$$

berechneten Werthen verglichen.

In dieser Formel ist $2l$ die Länge des Stabes. So ergab sich, wenn die Constanten

$$A_{\prime} = 173{,}76, \quad \mu = 0{,}51795$$

gesetzt wurden:

ξ	m beobachtet	m berechnet
0	165	173,76
1	90	90
2	48	46,62
3	23	24,14
$4^1/_2$	9	9
6	6	3,35

Bis auf das Ende des Stabes stimmen hier die berechneten und beobachteten Werthe sehr gut mit einander überein.

Durch ganz analoge Versuche hat Becquerel [1]) die Vertheilung des magnetischen Momentes in einem sehr dünnen, nur $\frac{1}{80}$ Millimeter dicken Stahldrathe von 126 Millimeter Länge bestimmt, welcher mit Hülfe der Wollaston'schen Methode (Einschmelzen dickerer Dräthe in die Axe eines Silbercylinders und Ausziehen desselben in einem Zieheisen) erhalten war.

Die Resultate stimmen nach mehreren ziemlich willkürlichen Correctionen ebenfalls mit der Formel von Biot überein. Bei so dünnen Dräthen kann aber auch sehr leicht eine Rückwirkung des Magnetismus der Nadel auf den des Drathes stattfinden.

In §. 260 haben wir erwähnt, dass der freie Magnetismus an den ein- 316
zelnen Stellen eines Stabes, der an allen Stellen gleichen magnetisirenden

1) Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXII, p. 117. 1823.*

Kräften unterworfen ist, dem Differentialquotienten $\frac{dm}{dx}$ des magnetischen Momentes der einzelnen Stellen des Drathes nach seiner Länge entspricht.

Es lässt sich daher im Allgemeinen dieses Moment durch die Formel der Kettenlinie

$$m = a - b(\mu^x + \mu^{-x}) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (1)$$

darstellen (vergl. §. 301). Dieselbe Formel würde auch für die durch Streichen zur Sättigung magnetisirten Stahlstäbe gelten, da sich die Theilchen derselben bei dem wiederholten Streichen so einstellen, als wenn sie alle gleichen magnetisirenden Kräften ausgesetzt wären. Man muss dann annehmen, dass auch nach dem Aufhören der Wirkung dieser Kräfte die permanente Vertheilung des Magnetismus in demselben Verhältniss sich herstellt wie die temporäre.

Dieses Gesetz ist von Rees [1]) bestätigt worden, indem er die magnetischen Momente an verschiedenen um die Länge x von der Mitte eines Stahlmagnetes entfernten Stellen desselben nach der §. 258 beschriebenen Methode durch Abschieben einer kurzen, mit einem empfindlichen Galvanometer verbundenen Inductionsspirale von jenen Stellen bestimmte. Durch wiederholtes Abschieben der Inductionsspirale von derselben Stelle des Magnetstabes unter Einschaltung verschiedener Widerstände in den Stromkreis hatte sich Rees vorher überzeugt, dass die Intensität des Inductionsstromes proportional dem Sinus des halben Ablenkungswinkels der Galvanometernadel war. So ergab sich u. A. an einem 500 Millimeter langen, 20 Millimeter breiten und dicken Magnetstab (bei einer Inductionsspirale von 20 Millimeter Länge) das magnetische Moment m:

$x =$	0	40	80	120	160	200	230
m (gefunden)	0,5050	0,4942	0,4625	0,4083	0,3332	0,2343	0,1322
m (berechnet)	0,5055	0,4949	0,4630	0,4094	0,3335	0,2306	0,1337

Bei der Berechnung von m nach der Formel 1 wurde $a = 1{,}48648$, $\log b = 9{,}69062$, $\log \mu = 0{,}01590$ angenommen.

Bei einem cylindrischen, 801 Millimeter langen, 8 Millimeter dicken, glasharten Magnet von Gussstahl und einer Inductionsspirale von 10 Millimetern Länge ergab sich:

$x =$	0	160	240	320	392,5
m (gefunden)	0,1897	0,1688	0,1510	0,1285	0,0346
m (berechnet)	0,1851	0,1716	0,1524	0,1216	0,0796

Bei der Berechnung wurde $a = 0{,}22640$, $\log b = 8{,}51401$, $\log \mu = 0{,}02150$ angenommen.

Die erhaltenen Resultate sind das Mittel der Stromintensitäten, welche beim Abschieben der Spirale von Punkten des Stabes erhalten wurden, die gleich weit nach beiden Seiten von seiner Mitte entfernt waren. Eigent-

1) v. Rees, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 217. 1849.*

lich hätte man beim Abschieben der Spirale nach der einen oder anderen Seite des Stabes gleiche Werthe erhalten sollen; sie waren aber ein wenig verschieden. Die Abweichungen der beobachteten und berechneten Werthe erklären sich sehr wohl daraus, dass die Stahlstäbe schwer gleichmässig zu magnetisiren sind, und, namentlich wenn sie sehr hart sind, an verschiedenen Stellen ungleiche Härte besitzen.

Die Zunahme des magnetischen Momentes der einzelnen Theile eines permanent magnetischen Stahlstabes zeigt sich schon durch einen älteren Versuch von Prechtl[1]). Er legte 8 gerade, 2 bis 3 Zoll lange Stahlstäbchen in einer geraden Linie an einander und magnetisirte sie in dieser Lage wie einen Stahlstab. Die einzelnen Stäbchen trugen Haken, an welchen eine Schnur befestigt werden konnte. Diese wurde über eine Rolle geleitet und mit Gewichten belastet, bis die Stäbchen von einander rissen. Auf diese Weise erhielt er die zum Abreissen der auf einander folgenden Stäbchen erforderlichen Gewichte:

Stäbchen	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
Gewicht	$1/2$	1	$1^1/_2$	2	$1^1/_2$	1	$1/2$

Aus den soeben erwähnten Versuchen folgt, dass, während das mag- 317
netische Moment der einzelnen Theile eines Stahlstabes gegen seine Enden hin abnimmt, dagegen die magnetische Wirkung desselben nach aussen zunimmt. In der That befindet sich in diesem Fall jedesmal neben dem nach dem Nordpol des Stabes gerichteten Nordpol jedes Moleküls ein schwächerer Südpol des benachbarten Moleküls, welcher seine Wirkung nach aussen zwar zum Theil aufhebt, aber nicht ganz. Die ganze Nordhälfte des Magnetes wird demnach nach aussen Nordpolarität zeigen, und am Ende derselben, wo den Nordpolen der Moleküle keine Südpole anderer Moleküle gegenüberstehen, wird diese Polarität im Maximo sein. In dieser Weise findet die Vertheilung der Wirkung eines auf gewöhnliche Weise magnetisirten Stahlstabes statt.

Die Abhängigkeit des gesammten magnetischen Momentes verschie- 318
den langer und dicker Stahlstäbe, welche zur Sättigung magnetisirt sind, ist von Coulomb[2]) in folgender Weise untersucht worden.

Ein Stahldrath wurde durch den Doppelstrich magnetisirt, in der Drehwage in der Ebene des magnetischen Meridians aufgehängt, und die Drehung des ihn tragenden Fadens oder Drathes bestimmt, welche erforderlich war, um ihn um 30° aus der Ruhelage abzulenken. Der Drath wurde dann zerschnitten und die Versuche wiederholt, nachdem die Stücke bis zur Sättigung magnetisirt waren.

Es ergab sich u. A. bei zwei Stahldräthen I. und II. von verschiedener Dicke, von denen 12 Zoll resp. 38 Gran (2 Grm.) und 865 Gran (45,8 Grm.) wogen, und von denen der erstere einen Durchmesser von 2 Linien ($4,5^{mm}$) hatte:

[1]) Prechtl, Gilb. Ann. Bd. LXVIII, S. 187. 1821.* — [2]) Coulomb, Gren's Neues Journ. Bd. II, S. 298.*

	I.		II.	
Länge	Torsion	berechnet	Torsion	berechnet
18″	—	—	288°	287,9
12″	11,5°	11,5	172°	172,1
9″	8,5°	8,46	115°	115,3
6″	5,3°	5,43	59°	59,3
4,5″	—	—	34°	33,9
3″	2,3°	2,39	13°	13,5
2″	1,30°	1,38	—	—
1″	0,35°	0,42	1,46°	—
0,5″	0,07°	0,084	0,32°	—
0,25″	0,02°	0,012	—	—

Aus den Beobachtungsresultaten ergiebt sich, dass mit wachsender Länge der Nadeln das magnetische Moment erst nahezu dem Quadrat der Länge, dann der Länge selbst proportional wird, wenn dieselbe 40 bis 50mal grösser als der Durchmesser der Dräthe ist. — Die Berechnung der den Beobachtungsresultaten beigefügten Werthe ist von Green [1]) nach seiner Formel (§. 240)

$$M = \frac{3\,g f a^2}{2\beta(1-g)}\left(\beta\lambda - \frac{1-e^{-2\beta\lambda}}{1+e^{-2\beta\lambda}}\right) \quad . \; . \; . \; . \; (1)$$

geschehen, in der 2λ die Länge des Drathes, a seinen Radius bezeichnet.

Aus den §. 315 mitgetheilten Versuchen über die Vertheilung des freien Magnetismus auf der Oberfläche der Dräthe ergiebt sich für einen 2 Linien ($^1/_6$″) dicken Drath $\beta = -\,log\,\mu = -\,log\;0{,}517495$, also der Werth $a\beta = 0{,}548235$, welcher für alle Dräthe von gleichem Stahl constant ist. Hiernach kann man den Werth β für einen Drath von beliebiger Dicke berechnen. Wird sodann der Werth $P = \dfrac{3\,g f a^2}{2\beta(1-g)}$ aus einer Beobachtung entnommen, so erhält man die in die Formel 1 einzusetzenden Werthe β und P. Dieselben sind für den ersten Drath $\beta = 0{,}65788$, $P = 58{,}5$, für den zweiten $\beta = 3{,}13880$, $P = 0{,}6448$. — Der Werth der magnetischen Constanten g findet sich dabei gleich 0,986636, also nahezu gleich 1.

Sind die Magnetstäbe sehr lang, so würde nach obiger Formel ihr Moment ihrer Länge proportional sein.

319 Wollten wir die Wirkung des freien Magnetismus der verschieden langen Stäbe auf einen entfernten äusseren Punkt bestimmen, so würden wir uns denselben in zwei Punkten, den Polen, concentrirt denken können, deren Abscissen dem Schwerpunkt des Flächenraums der Curve, Fig. 173, entsprächen, in der die Ordinaten den freien Magnetismus der einzelnen Punkte

[1]) **Green, Essay, Crelle's Journ. Bd. XLVII, S. 220.***

der Stäbe bezeichnen. Diese Curven würden nach Coulomb's Beobachtungen bei kurzen und langen Stäben von gleicher Dicke ziemlich gleich sein und auch die Pole ziemlich gleich weit von den Enden der Stäbe entfernt liegen.

Ist nun x dieser Abstand der Pole von den Enden, $2\,l$ die Länge des Stabes, so wäre sein Moment $M = 2\,\mu\,(l - x)$, wo μ den freien Magnetismus an jedem Ende des Stabes bezeichnet. Aus den Beobachtungen an dem 12″ und 3″ langen Drath von 2 Linien Dicke (§. 318) berechnet sich hiernach der Abstand der Pole von den Enden der Stäbe $x = 0{,}36$ Zoll.

Wird dieselbe Bestimmung bei dem dickeren Drath gemacht, so ergiebt sich für diesen der Abstand $x_{\prime} = 1{,}51$ Zoll. — Die Durchmesser dieser Dräthe verhalten sich wie $\sqrt{38} : \sqrt{865} = 4{,}8 : 1{,}0$. Da sich nun $x : x_{\prime} = 1{,}51 : 0{,}36 = 4{,}2 : 1{,}0$ verhält, so schliesst Coulomb, dass die Abstände der Pole der Dräthe von ihren Enden nahezu ihrem Durchmesser proportional sind. Dieses Resultat müsste indess noch weiter verfolgt werden.

Zugleich ergiebt sich hieraus wiederum, dass für sehr lange Stäbe, bei welchen x gegen $2\,l$ sehr klein ist, das Moment $M = 2\,\mu l$ wird, also der Länge proportional ist.

Um die Wechselwirkung der einander parallelen Schichten eines Magnetes auf einander zu untersuchen, legte Coulomb 1 bis 10 parallelogrammatische Stahlbleche von 6 Zoll (16 Centimeter) Länge und $9^1/_2$ Linien (21,1 Millimeter) Breite, die alle zur Sättigung magnetisirt waren, zu Bündeln zusammen. Sie wurden in der Torsionswage aufgehängt. Es ergab sich der Torsionswinkel, um den der sie tragende Drath gedreht werden musste, um sie um je 30 Grad aus dem magnetischen Meridian abzulenken: 320

Zahl der Bleche	1	2	4	6	8	12	16
Torsionswinkel	82	125	150	172	182	205	229

Es nimmt also das magnetische Moment viel langsamer als die Zahl der Bleche zu. Dies rührt daher, dass die Bleche gegenseitig auf einander einwirken und in einander einen temporären Magnetismus erzeugen, welcher dem ursprünglichen entgegengesetzt ist.

Nimmt man die Bleche aus einander, so erweisen sich die mittleren schwächer magnetisch, als die auf den beiden Seiten liegenden.

So ergab sich bei einem Bündel von 4 Blechen der Torsionswinkel 150°, und nach dem Auseinandernehmen für das

oberste	zweite	dritte	unterste Blech
70°	44°	44°	60°

Das entsprechende Resultat ergab sich bei einem Bündel von 8 Blechen.

Es wird also durch die temporäre Magnetisirung hierbei auch das permanente magnetische Moment, namentlich der mittleren Bleche, welche

auf beiden Seiten den temporär magnetisirenden Einflüssen der anderen Bleche ausgesetzt sind, dauernd geschwächt.

Eine ganz ähnliche Schwächung der Magnetisirung tritt natürlich auch in einem grösseren massiven Stahlmagnet durch die Wechselwirkung seiner neben einander liegenden gleichartig magnetisirten Fasern auf.

Will man daher durch Aneinanderlegen mehrerer gleichartig magnetisirter Stahllamellen mit ihren gleichnamigen Polen sich einen starken Magnet von bedeutender Tragkraft herstellen, so wächst diese letztere durchaus nicht proportional der Anzahl der Lamellen. Ja wenn einzelne Lamellen schwächer magnetisch sind, so kann sogar durch die Einwirkung der benachbarten Lamellen der Magnetismus, namentlich der innerhalb liegenden Lamellen, temporär und auch permanent umgekehrt werden, wodurch dann eine bedeutende Schwächung der Magnetisirung eintritt. Man kann diese Schwächung wenigstens zum Theil vermeiden, indem man die Pole der Lamellen nicht unmittelbar an einander legt, sondern dieselben wie in dem Fig. 174 gezeichneten Magnet treppenförmig über einander schichtet. Die weiter zurückliegenden Pole der äusseren Lamellen erregen dann in den von ihren Polen nach aussen liegenden kurzen Enden der inneren Lamellen eine Magnetisirung, welche sich zu der in ihnen schon vorhandenen addirt (vergl. §. 243). Zweckmässiger wird man stets, wo es nicht darauf ankommt, an einer kleinen Stelle eine grosse magnetische Kraft zu concentriren, bei einer gegebenen Masse von Stahl dieselbe in eine grössere Anzahl keinerer von einander getrennter Stahlmagnete zerlegen, als sie zu einem grossen Magnet verarbeiten.

Fig. 174.



321 Bei massiven und hohlen Stahlcylindern ist das permanente magnetische Moment, welches sie bei der Magnetisirung bis zur Sättigung erhalten, sehr verschieden. So fand Nobili [1]), als er zwei solche Cylinder von gleichen äusseren Dimensionen, aber von resp. 255 Grm. und 16 Grm. Gewicht auf gleiche Weise bis zur Sättigung magnetisirte, dass der erste die Nadel einer Boussole bei einer bestimmten Annäherung an dieselbe um 19°, der zweite nur um 9,5° ablenkte. — Die Unterschiede der Härtung stellen der weiteren Durchführung dieser Versuche grosse Schwierigkeiten entgegen. — Obgleich also durch die Wechselwirkung der Schichten im Inneren massiver Eisen- und Stahlstäbe kaum eine Magnetisirung wahrge-

[1]) Nobili, Antologia di Firenze, Pogg. Ann. Bd. XXXIV, S. 270. 1835.*

nommen werden kann (vgl. §. 297), so ist doch die gesammte Magnetisirung massiver Stäbe grösser als die der hohlen Röhren.

Um einen Anhaltspunkt bei der Aenderung aller Dimensionen der Stahlmagnete zu gewinnen, formte Coulomb l. c. verschieden grosse Drathbündel, deren lineare Dimensionen in gleichen Verhältnissen zu einander standen, aus gleich dicken Eisendräthen, welche eine möglichst gleiche permanente Torsion erhalten hatten und dadurch gehärtet worden waren. Als er diese Bündel bis zur Sättigung magnetisirte und sie in der Drehwage untersuchte, ergaben sich Zahlen, welche bewiesen, dass die magnetischen Momente derselben sich wie die Würfel der einander entsprechenden Dimensionen verhielten. 322

Die Torsionswinkel, welche erforderlich waren, um zwei Bündel von 36 und 9 Dräthen von 12″ und 6″ Länge, um 30° aus dem Meridian abzulenken, betrugen resp. 342° und 42°. Das entsprechende Verhältniss ergab sich bei Bündeln, deren homologe Dimensionen sich wie 3 : 1 und 4 : 1 verhielten. Ist also das Verhältniss der homologen Dimensionen der Bündel 1 : n, sind ihre Momente M und M_n, so verhält sich $M : M_n = 1 : n^3$. Die Wirkung der Bündel auf zwei in der Richtung ihrer Axe um die Längen r und nr von ihrer Mitte entfernten magnetischen Punkte sind aber proportional $\frac{M}{r^3}$ und $\frac{M_n}{(nr)^3}$, also einander gleich.

Es bestätigt sich also auch hier der §. 313 ausgesprochene Satz von Thomson, da wir annehmen können, dass die in den bis zur Sättigung magnetisirten Stahlstäben erzeugte permanente magnetische Vertheilung analog ist der temporären Magnetisirung, welche in Eisenstäben hervorgerufen wird, die an allen Stellen gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen sind.

Sind die Theilchen des Eisens oder Stahles so weit von einander entfernt, dass sie nicht mehr gegenseitig auf einander polarisirend einwirken können, so wird bei gleicher Magnetisirung der magnetisirten Körper ihr permanentes Moment ihrer Masse proportional sein. Als daher Coulomb Eisenfeile mit Wachs mengte und aus ihnen Stäbchen von gleicher Länge aber verschiedenem Durchmesser bildete, so waren nach gleicher Magnetisirung ihre Schwingungsdauern dieselben, da ihr Trägheitsmoment in demselben Verhältniss zugenommen hatte, wie ihr magnetisches Moment.

Neben diesen Sätzen haben wir noch eine Zahl von Sätzen über den permanenten Magnetismus, die Schwingungsdauer und die Tragkraft der zur Sättigung magnetisirten Stahlstäbe mitzutheilen, welche von Haecker auf rein empirischem Wege gefunden worden sind. Wir stellen dieselben hier alle zusammen: 323

Die Schwingungsdauer verschiedener geradliniger Magnetstäbe ergab sich bei Stäben von 3″ bis 22½″ Länge und 17 bis 1648 Loth Gewicht,

von $2^1/_8'''$ im Quadrat Dicke bis $16'''$ Breite und $8'''$ Dicke, entsprechend der Formel:

$$t = c\sqrt[3]{P}\,\sqrt[6]{l} = k\sqrt[2]{l}\,\sqrt[3]{w},$$

wo P das Gewicht der Stäbe in Lothen, l die Länge der Stäbe in französischen Zollen, w ihr Querschnitt und c und k Constante sind. Für einen Stab von $3''$ Länge und 17 Loth Gewicht beträgt die Schwingungsdauer 3,26 Secunden.

Diese Formel gilt nach den Versuchen auch für mehrere zusammengelegte Stäbe, sowie für röhrenförmige Magnete, bei denen die Schwingungsdauer kleiner ist, als die von gleich langen und dicken massiven cylindrischen Magnetstäben.

Wird indess der Querschnitt im Verhältniss zur Länge der Stäbe zu sehr vermindert, so ändert sich bei weiterer Verminderung ihre Schwingungsdauer nicht mehr, sondern bleibt constant. Dies tritt ein bei Stäben von

Länge . . .	16′	8′	6′	4′	2′	1′	6″	1″
bei einem Gewichte von .	Pfd. 68	Pfd. 17	Lth. 306	Lth. 136	Lth. 34	Lth. $8^1/_2$	Lth. $2^1/_8$	Lth. $^1/_{18}$.

Magnetisirt man einen Stab einmal so, dass seine magnetische Axe mit seiner Längsrichtung zusammenfällt, und dann so, dass sie auf derselben senkrecht steht, also der Stab transversal magnetisirt ist, so kann man im ersten Falle die „horizontale“, im zweiten die „verticale“ Schwingungsdauer des Stabes bestimmen, während der Stab so aufgehängt ist, dass im ersten Falle seine Längsrichtung horizontal, im zweiten vertical ist. Dann ergiebt sich die verticale Schwingungsdauer nach den Versuchen:

$$t_I = c\sqrt{l_I}\,\sqrt[6]{\Omega}\,\sqrt[6]{w},$$

wo Ω der grössere, w der kleinere Querschnitt, l_I die Länge der jetzigen magnetischen Axe des Stabes ist.

Die Tragkraft p geradliniger Magnete findet **Haecker** der Formel:

$$z = a\sqrt[3]{P^2}$$

entsprechend bei 9 Magnetstäben von $^1/_4$ Loth bis 81 Loth Gewicht und $2^2/_3''$ bis $17^1/_2''$ Länge. Die Tragkraft des kleinsten unter den Stäben von $^1/_4$ Loth und $2^2/_3''$ Zoll Länge betrug $7^1/_2$ Loth. Es war $a = 1{,}60$ im Mittel. Bei den Versuchen waren die Enden der Stäbe genau geebnet, und die Stäbe senkrecht befestigt, die Anker flach abgefeilt und ebenso dick wie die Magnete oder dicker. Sie wurden mit der Hand an den Magneten entlang geschoben, bis sie dieselben nur in einer Kante berührten und dann durch Gewichte abgerissen. Aus den Formeln I. und II. folgt:

$$a c^2 = \frac{z t^2}{\sqrt[3]{P^4}\,\sqrt[3]{l}}.$$

[1]) Haecker, Pogg. Ann. Bd. LVII, S. 321;* Bd. LXII, S. 366;* Bd. LXXII, S. 63;* Bd. LXXIV, S. 394.*

Bei verschieden starken Magnetisirungen desselben Stahlstabes ändert sich a und c; es bleibt aber nach den Versuchen $a c^2$ constant, also auch $z t^2$. Es müssten sich also dann die Tragkräfte umgekehrt wie die Quadrate der Schwingungsdauern verhalten.

Wir übergehen die weiteren Folgerungen aus diesen Resultaten, welchen ein gewisser praktischer Werth nicht abzusprechen ist, da sie als Mittel aus vielen Versuchen hervorgegangen sind. Von theoretischer Bedeutung können die angegebenen Formeln indess nicht sein, da bei der Feststellung derselben auf die einzelnen das magnetische Moment der schwingenden Stäbe bedingenden Factoren, auf den Einfluss der Gestalt und das Gewicht der Anker so wie die jedesmalige Vertheilung des Magnetismus in dem aus dem Magnet und Anker gebildeten System nicht Rücksicht genommen ist.

Die bisherigen Betrachtungen des magnetischen Moments der Stahl- 324
stäbe setzen voraus, dass die Stahlstäbe zur Sättigung magnetisirt sind. Die Vertheilung der magnetischen Momente ihrer einzelnen Theile, sowie des freien Magnetismus auf ihrer Oberfläche gestaltet sich dann nach den Angaben des §. 317, indem erstere von der Mitte der Stäbe gegen ihre Enden abnehmen, der letztere aber zunimmt.

Wir könnten uns aber noch andere Vertheilungen des magnetischen Momentes in den Stäben vorstellen [1]).

1. Einmal könnten alle im Magnetstab befindlichen Moleküle gleiches magnetisches Moment besitzen. In diesem Falle würden sich die Wirkungen zweier benachbarter Moleküle nach aussen völlig aufheben, da das nach dem Nordpol des Stabes gerichtete Ende jedes Moleküls in der Richtung der Axe desselben gleiche magnetische Polarität besässe, wie das gegen Süden gerichtete Ende des nächst folgenden Moleküls. Nur an den beiden äussersten Enden des Stabes würde freier Nord- und Südmagnetismus auftreten. — Dieser Ansicht widerspricht die Erfahrung, dass nicht nur die Polflächen der Magnete, sondern ihre ganzen Hälften von der Mitte an eine bis zu den Enden an Intensität zunehmende magnetische Wirkung nach aussen zeigen.

2. Es könnte ferner das magnetische Moment der Moleküle in der Mitte des Stabes am kleinsten sein, und gegen die Enden hin zunehmen. Da in diesem Fall das nach dem Nordpol gerichtete Ende jedes Moleküls in der Richtung der Axe des Stabes schwächer nordpolar wäre, als das nach dem Südpol gekehrte Ende des benachbarten, gegen den Nordpol des Stabes hinliegenden Moleküls südpolar wäre, so würde die Südpolarität auf der dem Nordpol des Stabes zugekehrten Seite desselben überwiegen. Derselbe würde auf dieser ganzen Seite Südpolarität zeigen, und nur am Pol selbst Nordpolarität, da dort neben den nordpolaren Enden der äussersten Moleküle keine anderen Moleküle vorhanden wären. Umgekehrt würde die ganze

[1]) Rees, Pogg. Ann. Bd. LXX, S. 1. 1847* und Bd. LXXIV, S. 222. 1848.*

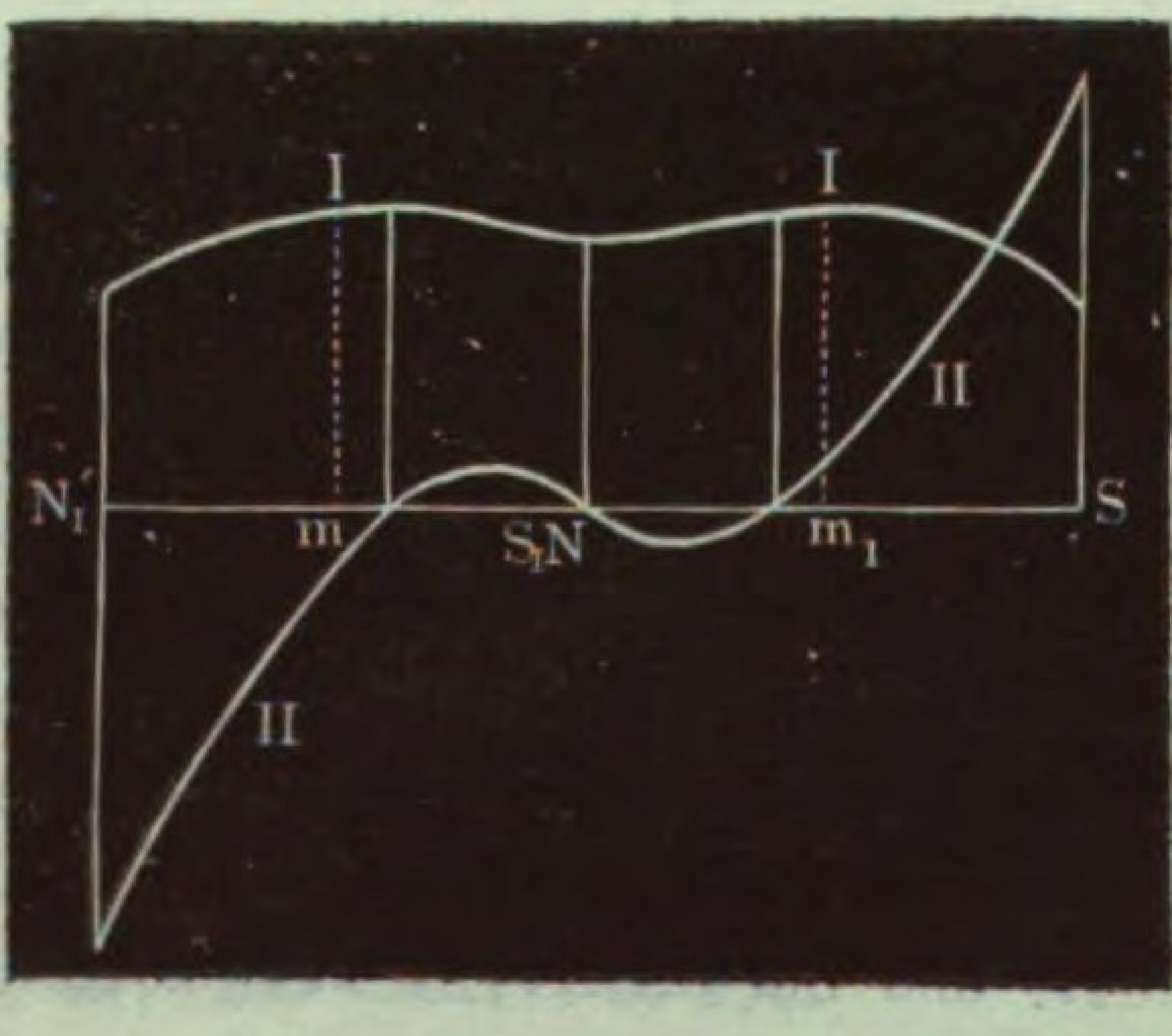
Südseite des Stabes Nordpolarität, und nur auf ihrem äussersten Ende Südpolarität zeigen. Auch diese Wirkung des Magnetismus des Stabes nach aussen zeigt sich nicht in gewöhnlich magnetisirten Magnetstäben.

3. Folgen in einem Stabe Moleküle, deren Pole alle in gleichem Sinne gerichtet sind, deren magnetisches Moment aber in Bezug auf die Axe von dem einen Ende des Stabes an abwechselnd zunimmt und abnimmt, so wird der Stab von jenem Ende an bis zu dem Punkt, wo statt der Zunahme eine Abnahme des Momentes eintritt, die Polarität des Endes, dann so lange die Abnahme währt, die entgegengesetzte Polarität, wenn wieder eine Zunahme eintritt, wieder die Polarität des ersten Endes zeigen u. s. f. Auf diese Weise können Folgepunkte in einem Magnetstab entstehen, nicht nur, wenn die Polarität der Moleküle sich an einer Stelle umkehrt, sondern auch, wenn nur bei gleicher Polarität das magnetische Moment der Moleküle abwechselnd ab- und zunimmt.

325 Die durch diese Betrachtungen gefundene unregelmässige Vertheilung des magnetischen Momentes in verschieden magnetisirten Magnetstäben bestätigt sich auch durch die folgenden Versuche, bei denen man die normale permanente Magnetisirung eines Stahlstabes temporär ändert, indem man an sein eines Ende einen zweiten Magnetstab oder auch Eisenmassen legt.

So hat Rees die Vertheilung des Magnetismus in zweien gleichen Magnetstäben NS und $N_I S_I$ untersucht, welche mit ihren ungleichnamigen Polen einander berührten. Beim Annähern einer Magnetnadel von der Seite bemerkt man, dass die in der Mitte der Stäbe gelegenen neutralen Linien, m und m_I, in denen sie für sich nach aussen keinen freien Magnetismus zeigen, gegen ihre Berührungsstelle ein wenig vorrücken. Würden die Stäbe vereint sich wie ein Stab verhalten, so müssten dieselben bis zur Berührungsstelle selbst vorrücken; dies geschieht nicht, da die Stäbe doch nicht einander ganz vollständig berühren. Nach dieser gegenseitigen Einwirkung gestaltet sich die Vertheilung der magnetischen Momente in den Stäben wie in Fig. 175, Curve I., die Vertheilung der freien Magnetismen wie in Curve II., in der die nach oben gerichteten Ordinaten südlichen, die nach unten gerichteten nördlichen Magnetismus andeuten. — Wir haben so ein System, welches mehrere Folgepunkte zeigt, indem seine Theilchen, wenn auch gleich gerichtete Polarität, so doch abwechselnd grössere, kleinere und wieder grössere magnetische Momente besitzen.

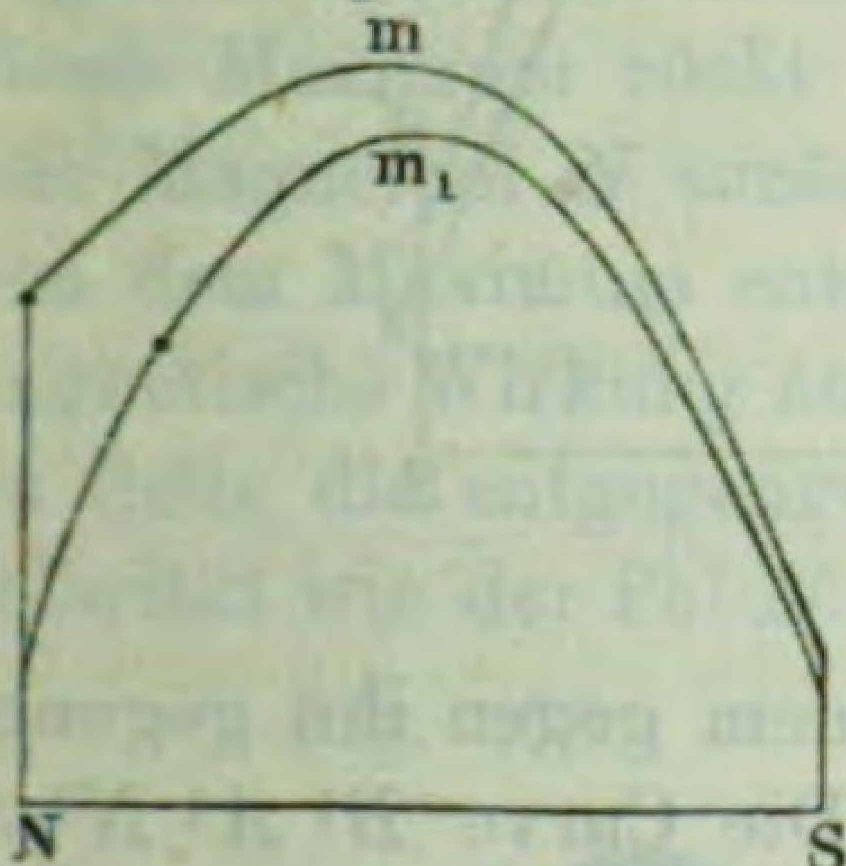
Fig. 175.



Rees hat dies Verhalten genauer untersucht, indem er den Magnet NS (einen 625^{mm} langen, 20^{mm} brei-

ten und dicken Stahlstab) befestigte, und sodann eine mit dem Galvanometer verbundene Inductionsspirale auf verschiedene Stellen desselben brachte und abschob, und nun dasselbe Verfahren wiederholte, als ein gleicher Magnet $N_I S_I$ an NS angelegt worden war. Eine Wiederholung der Versuche nach Fortnahme des Magnetes $N_I S_I$ zeigte, dass der Magnet NS seinen Magnetismus nicht dauernd geändert hatte.

Fig. 176.



Die Curven m_I und m, Fig. 176, stellen die so gefundene Vertheilung der magnetischen Momente im Stabe NS vor und nach dem Anlegen des Magnetes $N_I S_I$ dar. Es ist ersichtlich, dass diese Momente im Stabe NS durch das Anlegen von $N_I S_I$ selbst bis zu dem von der Berührungsstelle entfernten Pole S hin gesteigert werden, wenn auch mit weiterer Entfernung von $N_I S_I$, in immer geringerem Grade.

Bei längerem Anlegen, namentlich wenn dabei Erschütterungen vorkommen, kann diese Veränderung der Momente im Stahlmagnet bis zu einem gewissen Grade auch noch nach dem Entfernen des angelegten Magnetes fortdauern, so dass dann sowohl der Indifferenzpunkt als auch der dem angelegten Magnet benachbarte Pol gegen die Seite des letzteren hin permanent verschoben ist. Man kann sich hiervon durch Zählen der Schwingungen einer Magnetnadel überzeugen, welche man dem Stab von der Seite nähert.

Aehnliche Unregelmässigkeiten in dem magnetischen Verhalten der Stahlmagnete ergeben sich noch in anderen Fällen.

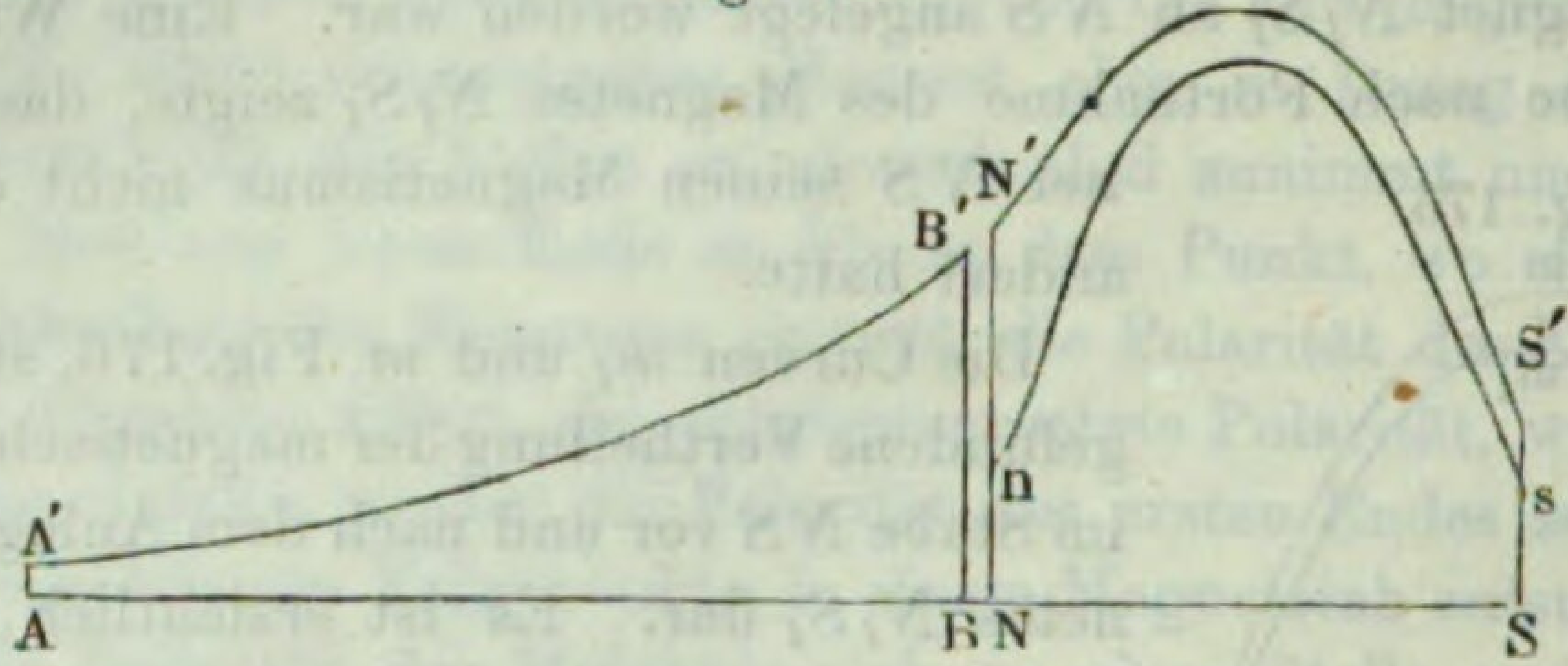
Wird ein Stahlstab z. B. mittelst des Streichens magnetisirt, indem man nur mit einem Pol des streichenden Magnetes auf seiner Länge nach einer Seite hinfährt, so ist dabei der dem streichenden Pol entgegengesetzte in dem Stahlstab erzeugte Pol stets stärker, als der andere. Zugleich liegt der Indifferenzpunkt diesem Pole näher [1]).

Legt man an das eine Ende eines Eisenstabes AB, Fig. 177, einen Magnetstab NS mit seinem Pol N, so werden alle Theilchen des Eisenstabes in gleichem Sinne gerichtet, wie die Theilchen des Magnetes, indess mit der Entfernung von dem Pole N immer weniger stark. In Folge dieser Abnahme des Momentes der Theilchen zeigt der Eisenstab unmittelbar am Pol N eine ihm ungleichnamige Polarität, er wird deshalb vom Pol N angezogen; dagegen hat er auf seiner ganzen Oberfläche dieselbe Polarität wie Pol N. Zugleich wird durch die Rückwirkung des magnetisch gewordenen Eisenstabes auf den Magnetstab die magnetische Einstellung auch seiner Theile befördert, und er zeigt temporär ein stärkeres Moment 326

[1]) Vgl. Kupfer, Pogg. Ann. Bd. XII, S. 128. 1828;* Kastner's Arch. Bd. XIII, S. 13.*

seiner Theilchen als für sich. Auch dieses Verhalten hat van Rees durch Abschieben einer Inductionsspirale von einem Eisenstab AB von 938mm

Fig. 177.



Länge und 20mm im Quadrat Querschnitt und einem gegen ihn gegengelegten 500mm langen Magnetstab NS geprüft. Die Curve $B^1 A^1 N^1 S^1$, Fig. 177, giebt die so gefundene Vertheilung der Momente in den beiden Stäben an; die Curve ns entspricht den Momenten im Stahlmagnet allein.

327 Die Aenderung der Vertheilung des Magnetismus in einem magnetisirten Stahlstab durch Annähern von Eisen und Stahl wurde auch schon von Erman[1]) beobachtet, indem er einen zangenförmigen Drath um die verschiedenen Stellen des Stabes legte, und die Enden desselben mit dem Galvanometer verband. Die Veränderung des Magnetismus beim Anlegen von Eisen- und Stahlstäben und Magneten an den Stab gab sich durch einen Inductionsstrom im Galvanometer zu erkennen.

Wurde z. B. der Drath um den einen Pol des Magnetstabes geschlungen, so ergab sich beim Anlegen von weichem Eisen eine Aenderung des Magnetismus; ebenso wenn man an ihn einen ungleichnamigen Pol eines Magnetstabes anlegt. Legt man den Drath in die Biegung eines Hufeisenmagnetes, und bringt an den einen Pol desselben ein Stück weiches Eisen oder einen freundschaftlichen Pol eines Magnetes, so erhält man einen Inductionsstrom, der die Verschiebung des Indifferenzpunktes von der Biegung des Hufeisens nach der Seite des angelegten Eisens oder Poles angiebt, und dieselbe Richtung hat, wie wenn der berührte Pol des Magnets vorwärts geschoben würde.

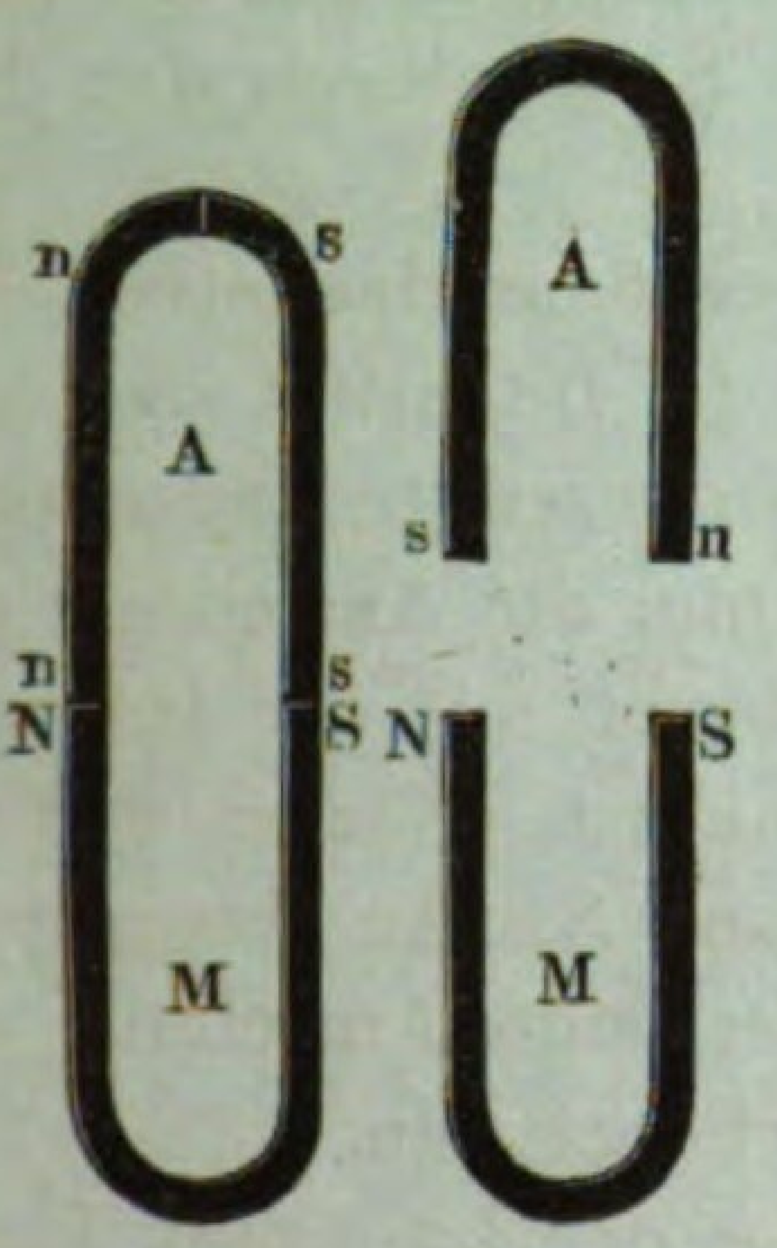
Der von Erman beim Anlegen eines Magnetpoles an das Ende eines in einer Spirale liegenden Messingstabes beobachtete inducirte Strom ist nicht auf gleiche Weise in der Spirale inducirt; auch konnte Faraday den Versuch mit Kupferstäben nicht erhalten.

328 Legt man einen Magnetstab NS nicht unmittelbar an das Ende eines Eisenstabes AB (Fig. 177) an, sondern bleibt zwischen beiden ein Zwischen-

[1]) P. Erman, Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 471. 1833;* ähnlich auch Magnus, Pogg. Ann. Bd. XXXVIII, S. 440. 1836.*

raum, so ist die Einwirkung des Magnets auf die ungleich weit von *N* abliegenden Theilchen von *AB* nicht so verschieden, wie bei unmittelbarer Berührung, und es überwiegt zugleich die gegenseitige Einwirkung der magnetischen Moleküle des Stabes *AB* auf einander, welche, wenn die magnetisirende Kraft alle Theilchen gleichmässig afficirte, ein Maximum des magnetischen Momentes in der Mitte des Stabes zur Folge haben würde. Dieses Maximum rückt bei der Einwirkung des Magnetes *NS* gegen den dem Magnetpol *N* zunächst liegenden Punkt des Eisenstabes vor, und von dem dem Maximum entsprechenden Punkte, welcher nach aussen keine magnetische Wirkung äussert, zeigt der Stab auf der dem Pol *N* zugekehrten Seite die entgegengesetzte, auf der ihm abgekehrten Seite die gleiche Polarität wie der Pol *N*. Je weiter der Magnetpol vom Eisenstab entfernt ist, desto mehr rückt der Punkt des Maximums nach der Mitte des Eisenstabes hin.

Fig. 178.



Diese Vertheilung des Magnetismus hat Poggendorff [1]) auch an einem hufeisenförmigen Anker *A* bemerkt, den er entweder direct auf die Pole *N* und *S* eines senkrecht stehenden hufeisenförmigen Elektromagnetes *M* aufsetzte, wo dann die Schenkel des Ankers die gleiche Polarität mit den sie tragenden Polen zeigten; oder nur annäherte, wo sie die entgegengesetzte Polarität wie die gegenüberliegenden Magnetpole erkennen liessen. Fig. 178 zeigt die in diesen Fällen statthabende Vertheilung der Polarität in beiden Fällen. In derselben bezeichnen *n* und *s* die mit der Nord- und Südpolarität behafteten Stellen des Ankers.

5. Anziehung der Eisenstäbe durch die Magnetisirungsspiralen.

Die Sätze, welche wir in Betreff des temporären magnetischen Mo- 329
mentes von Eisenstäben aufgestellt haben, welche durch galvanische Ströme magnetisirt werden, finden eine Bestätigung durch Versuche, bei denen man die Anziehung bestimmt, welche eine vom galvanischen Strom durchflossene Spirale auf Eisenstäbe ausübt, die in ihrer Axe aufgehängt sind. Solche Versuche sind namentlich von Hankel [2]) in folgender Weise angestellt worden:

An den einen Arm eines Wagebalkens wurden eine oder zwei Spiralen von $91{,}2^{mm}$ Länge, $55{,}8^{mm}$ innerem und $91{,}2^{mm}$ äusserem Durchmesser, welche aus zwei gleichen und parallelen übersponnenen Kupferdräthen gewickelt

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 230. 1848.*
[2]) Hankel, Berichte der K. Sächs. Gesellschaft, 1850. S. 78.*

waren, so aufgehängt, dass ihre Axen senkrecht waren. Die Enden der Dräthe der Spiralen tauchten in Quecksilbernäpfe, vermittelst welcher der Strom einer Grove'schen Säule durch sie hindurch geleitet wurde. Die Intensität I dieses Stromes wurde durch eine Sinusboussole gemessen. Unter den Spiralen wurden verschieden lange und dicke Eisenstäbe senkrecht aufgestellt. Dieselben wurden durch die Einwirkung des Stromes in der über ihnen hängenden Spirale magnetisirt, und so die Spirale zu ihnen hingezogen. Die zum Einstellen der Wage erforderlichen Gewichte geben ein Maass für diese Anziehung.

Die Richtung des Stromes in der Spirale wurde gewechselt, so dass die durch den Erdmagnetismus im Eisenstab erzeugte Magnetisirung in dem einen Fall die Anziehung der Spirale beförderte, im anderen verminderte. Die halbe Summe S beider Versuche ergab dann die in Folge der Magnetisirung durch den Strom bewirkte Anziehung allein, die halbe Differenz D die Wirkung der Spirale auf die im Stabe durch den Erdmagnetismus erzeugte Magnetisirung.

Der durch den Strom in der Spirale hervorgerufene Magnetismus M des Stabes wächst in demselben Verhältnisse wie die Intensität des ersteren, der durch die Wirkung der Erde in demselben erzeugte Magnetismus m ist aber von jener Intensität unabhängig. Da nun die Anziehung oder Abstossung der Stäbe dem Producte ihrer Magnetismen mit der Intensität der die Spirale durchfliessenden Ströme proportional ist, so muss der dem Magnetismus M entsprechende Werth der Anziehung S dem Quadrat der Stromintensität I, die durch den Magnetismus m erzeugte Anziehung oder Abstossung D der Stromintensität I direct proportional sein.

Dies zeigt u. A. folgende Tabelle, bei der die der Intensität $I = 1$ entsprechenden Werthe von S und D gleichfalls gleich 1 gesetzt worden sind:

I	1	0,540	0,081
$\sqrt{S}$	1	0,542	0,087
D	1	0,621	0,083.

Auch als unter den Eisenstab eine feste Spirale gestellt wurde, welche der an der Wage hängenden Spirale gleich war und in gleichem Sinne wie jene von demselben Strom durchflossen war, ergab sich die Anziehung, wie zu erwarten, dem Quadrat der Stromintensität proportional.

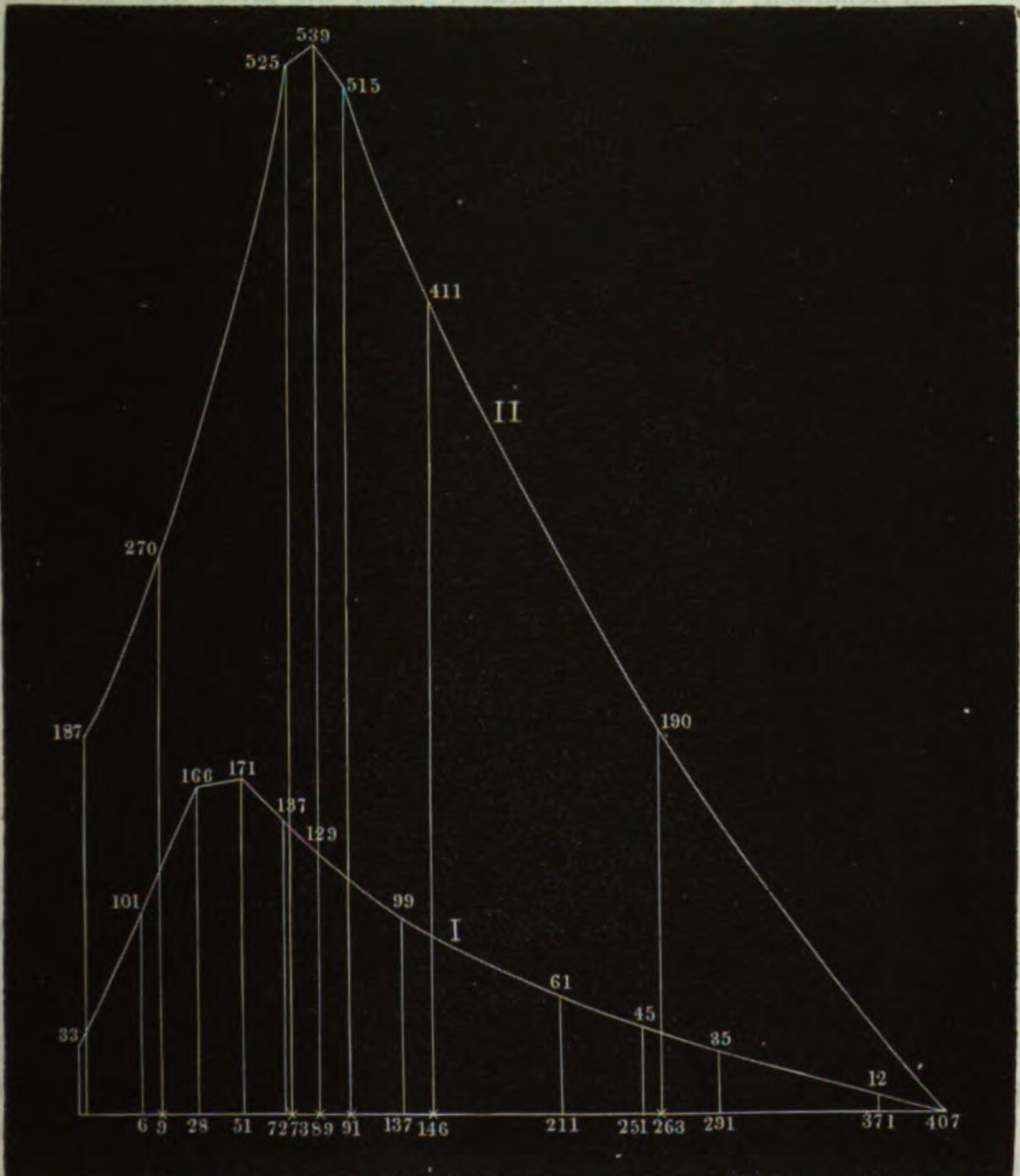
Wurde der Strom statt durch den einen der die Spirale bildenden Dräthe, durch beide hinter einander geleitet, so war die Anziehung unter sonst gleichen Verhältnissen viermal so stark, da sich sowohl die anziehende Kraft der Spirale wie der durch sie erzeugte Magnetismus des Stabes verdoppelt hatte.

1. Es ist also die Anziehung eines Eisenstabes durch eine vom Strom durchflossene Magnetisirungsspirale dem Quadrat der Intensität des Stromes und dem Quadrat der Windungs-

zahl der Spirale direct proportional, so lange der Magnetismus des Stabes sich noch nicht dem Maximum nähert. — Dieses Resultat ergaben auch analoge Versuche von Dub [1]).

Wurde die Spirale an der Wage in verschiedenen Höhen über einem Eisenstabe von 815^{mm} Länge und $29,7^{mm}$ Dicke aufgehängt, so war die Anziehung ein Maximum, als etwa der obere Rand der Spirale mit dem oberen Rand des Eisenstabes zusammenfiel, oder ein wenig über letzterem sich befand. Indess ist hierauf sowohl die Länge des Stabes wie die der Spirale von Einfluss.

Fig. 179.



Die beifolgende Figur 179 zeigt dies Verhalten bei jener Spirale (I) und einer zweiten (II) doppelt so langen. Als Abscissen sind die Abstände

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 255. 1853.*

des oberen Endes des Eisenstabes von der Mitte der darüber hängenden Spirale verzeichnet, wobei dieselben für die zweite Spirale auf die Hälfte reducirt sind; als Ordinaten die Anziehungen derselben durch den Eisenkern.

Im Allgemeinen senkt sich der Eisenstab bei dem Maximum der Anziehung um so weiter in die Spirale ein, je länger er im Verhältnisse zu derselben ist. Wurde auch bei diesen Versuchen eine feste, der ersten gleiche Spirale ebenso weit unter dem Eisenstabe befestigt, wie die an der Wage hängende darüber sich befand, so war die Anziehung im Maximo, als die äusseren Ränder der Spiralen mit den Enden des Stabes in gleicher Höhe sich befanden; wurden die Spiralen gegen die Mitte des Stabes geschoben, so nahm die Anziehung erst ab, und dann wieder bis zu einem Maximum zu.

330 Bei zwei Eisenstäben von gleicher Länge (815^{mm}) und verschiedenen Durchmessern ($29{,}7^{mm}$ und $14{,}8^{mm}$), unter denen noch eine feste Spirale aufgestellt war, ergaben sich die Anziehungen der an der Wage hängenden Spirale bei drei verschiedenen Stellungen *A*, *B*, *C* der Spiralen, bei denen sie immer weiter von einander entfernt wurden (die in Klammern befindlichen Zahlen geben das Verhältniss der betreffenden Werthe):

Durchmesser d	Anziehung			
	$const. \sqrt{d}$	*A*	*B*	*C*
29,7	(1)	199 (1)	149 (1)	154 (1)
14,8	(0,7)	133 (0,66)	107 (0,74)	114 (0,78)

Aehnliche Resultate ergaben andere Versuche.

2. Die Anziehung ist also nahezu proportional der Quadratwurzel aus dem Durchmesser der Stäbe, wie dies zuerst Dub aus Hankel's Versuchen berechnet hat.

Dub[1]) selbst hat gleichfalls Eisenstäbe von verschiedener Länge l und Dicke d senkrecht über der Mitte einer $1^3/_4''$ weiten und ebenso hohen Spirale von 192 Drathwindungen aufgehängt, dass die untere Fläche der ersteren mit dem unteren Rande der letzteren zusammenfiel. Beim Aequilibriren der Wage durch Gewichte G, nachdem Ströme durch die Spirale geleitet worden waren, deren Intensität I aus dem Ausschlage der Nadel der Tangentenboussole berechnet wurde, ergab sich:

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 255. 1853.*

d	$l = 6''$ $I = 404$		$l = 6''$ $I = 624$		$l = 12''$ $I = 624$	
	g	$\frac{g}{\sqrt{d}}$	g	$\frac{g}{\sqrt{d}}$	g	$\frac{g}{\sqrt{d}}$
$^1/_2''$	3 Grm.	2,12	9	6,3	11,5	8,013
$^3/_4''$	4,4	2,54	11,9	6,8	14	8,092
$1^1/_2''$	5	2,5	13	6,5	16	8
$1''$	7	2,85	18	7,3	21,5	8,7

Auch hier bestätigt sich das oben ausgesprochene empirische Gesetz unter gewissen Beschränkungen.

Als Hankel an das eine Ende des Wagebalkens hufeisenförmige Eisenstäbe von etwa 800^{mm} Länge und 28,4 oder 15,8^{mm} Dicke hängte, und ihre beiden Schenkel in zwei gleiche, von demselben Strom durchflossene Drathspiralen einsenkte, fand er viel stärkere Anziehungen, als wenn beide Spiralen nur in gleicher Weise über die Enden eines geraden Stabes von denselben Dimensionen geschoben waren, und zwar war die Differenz in beiden Fällen um so grösser, je weiter die Spiralen von den Enden der Stäbe entfernt waren. Bei gleicher Stellung der Rollen für die beiden Hufeisen ergaben sich die Anziehungen g:

d	g	$\frac{g}{\sqrt{d}}$
28,4	206	12,2
15,8	141	11,2

also wiederum nahezu ein den Wurzeln der Durchmesser entsprechendes Verhältniss der Anziehungen.

Dass alle diese Resultate mit Ausnahme des ad 1 angeführten in Folge der ungleich starken magnetisirenden Einwirkung der Spiralen auf die Eisenstäbe u. s. w. nur eine specielle, innerhalb enger Grenzen gültige Bedeutung haben, folgt unmittelbar aus den an anderen Orten gemachten Bemerkungen.

Dub [1]) hat auch die Anziehung geprüft, welche ein nach Art der 331
Guillemin-Romershausen'schen Elektromagnete geformtes Eisenstück

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 573. 1855.*

durch eine Spirale erfährt. Aus einem $^1/_8''$ dicken Eisenblech wurde ein 4″ weiter und 6″ hoher Cylinder geformt, und derselbe an einem Ende durch einen Boden von dem gleichen Bleche geschlossen. In die Mitte des Bodens konnte ein 1″ dicker und 6″ langer Eisenstab eingeschraubt werden, welcher bei einzelnen Versuchen seiner ganzen Länge nach von einer Drathspirale umgeben war. In diese Glocke mit dem Kern wurde eine Spirale von 160 Windungen Kupferdrath von $1^3/_4''$ innerem und $3^1/_2''$ äusserem Durchmesser hineingezogen, die von demselben Strom durchflossen war wie die Spirale um den Eisenstab. Die Anziehung durch den Cylinder mit dem Stabe war etwa 3 mal so gross, als die durch den Cylinder allein. Ist das Blech des Cylinders zu schwach, so vermindert sich die Anziehung.

Ersetzt man den Apparat durch ein einfaches Hufeisen, auf dessen einen Schenkel, oder durch ein ┌┬┐förmiges Stück Eisen, auf dessen mittleres Stück die Spirale hinaufgezogen wird, so ist die Anziehung zwar stärker wie bei einem einfachen Eisenkern, aber nicht so stark wie bei dem Glockenmagnet.

Mit der Stärke des Eisenstabes in der Glocke nimmt die Anziehung zu, ebenso je enger die Glocke die Spirale umgiebt. So ergab sich u. A. bei 3 Fuss langen Stäben mit einer ebenso langen Glocke und einer Spirale von 900 Windungen:

Durchmesser der Stäbe	Anziehung
4″	65 Pfd.
6″	98 „
8″	125 „

Ebenso war die Anziehung einer Spirale gegen verschiedene Stäbe mit und ohne Glocke:

	ohne Glocke		mit Glocke	
	Länge		Länge	
	6″	12″	6″	12″
Eisenstab $^3/_4''$ dick	16 Grm.	20 Grm.	35 Grm.	40 Grm.
„ 1″ „	20 „	24 „	48 „	53 „
„ $1^1/_2''$ „	29 „	34 „	69 „	79 „
Hufeisen mit 1″ dicken, $2^1/_3''$ von einander abstehenden Schenkeln	33 „	50 „	— „	— „
Dreizackhufeisen . .	33 „	57 „	— „	— „

Die Anziehung ist also nahezu den Durchmessern der Stäbe proportional und wächst mit der Länge derselben.

Wurde der Eisenstab hierbei mit einer fest mit ihm verbundenen

Spirale umgeben, und der Strom hinter einander durch diese und die den Stab anziehende Spirale geleitet, so ergab sich keine Vermehrung der Anziehung.

In etwas anderer Weise hat Marianini Sohn [1]) diese Versuche gemacht, indem er einen Eisenstab in eine Spirale hineinziehen liess, die er mit einer Eisenhülle umgeben hatte. Die Anziehungen betrugen bei zwei verschiedenen Stromintensitäten:

ohne Hülle	10,8 Grm.,	mit Hülle	36,0 Grm.	
" "	114,5 "	" "	253,1 "	

Ein von längeren Eisencylindern abweichendes Verhalten zeigen dünne Eisenplatten, wie dies v. Feilitzsch [2]) zuerst gezeigt hat. 332

Hängte er eine dünne Eisenplatte von 62mm Durchmesser und 16,6 Grm. Gewicht horizontal an dem einen Ende eines Wagebalkens auf, so dass sie in einer kurzen, 20mm hohen, mit ihrer Axe vertical gestellten Spirale von 80mm innerem und 110 bis 155mm äusserem Durchmesser schwebte, so stellte sie sich nicht wie ein längerer Eisenstab in der Mitte derselben in eine stabile Gleichgewichtslage ein, sondern diese Gleichgewichtslage war labil, und die Platte hob sich über oder senkte sich unter die Spirale, bis sie etwa 12 bis 13mm über oder unter ihrer Mitte eine stabile Gleichgewichtslage angenommen hatte.

War die Eisenplatte nicht genau centrirt, sondern besass sie noch eine seitliche Beweglichkeit, so lehnte sie sich an die innere Wand der Spirale an. Wurde der Platte in ihrer unteren Gleichgewichtslage eine gleiche Eisenplatte conaxial und parallel genähert, so wich sie von derselben zurück und ging durch die Spirale in die obere Gleichgewichtslage über. Es findet dann also hier scheinbar eine Abstossung der gleich magnetisirten Platten statt.

Die abstossende Wirkung der Eisenplatte war selbst bei Anwendung eines Stromes von zwei Grove'schen Elementen äusserst gering (kaum $^1/_{140}$ Loth) [3]).

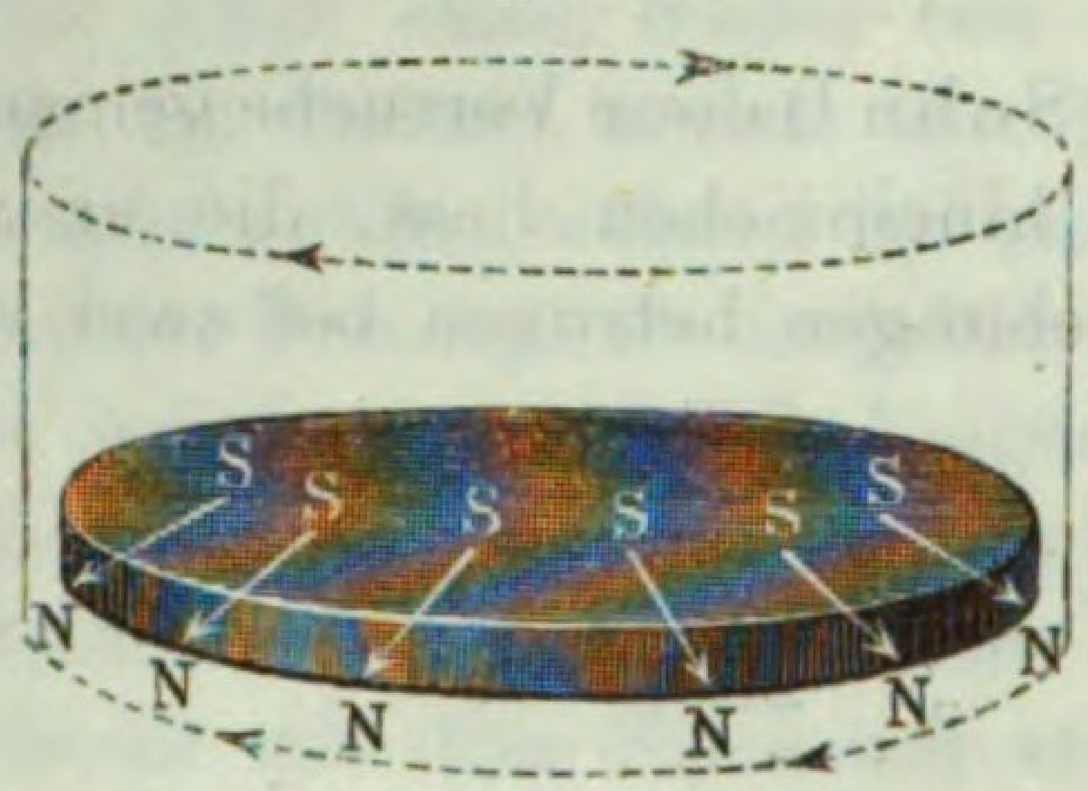
Der Grund dieses abnormen Verhaltens scheint mir der folgende zu sein:

Befindet sich die Eisenplatte in der Mitte der Spirale, so wird wegen der grossen Kürze derselben das Moment der mittleren Theile der Eisenplatte verhältnissmässig gering sein gegen das der Theile an ihrem Rande. In der Mitte der Spirale werden alle Moleküle der Platte so magnetisirt, dass ihre Axen der Axe der Spirale parallel sind. Die Platte wird in Folge dieser Polarität der Theilchen wie ein in der Axe befindlicher Magnet in der Mitte der Spirale verharren, und nur in Folge der seitlichen Anziehung der Spiralwindungen sich gegen ihre innere Fläche zu legen streben. Wird aber die Platte ein wenig nach dem einen Ende der Spirale

[1]) Marianini fils, Cosmos T. I, p. 213; Dingler's Journ. Bd. CXXV, S. 465. 1852. [2]) v. Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 538. 1854.* Encyclop. S. 141.* — [3]) Dub, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 54. 1858;* Elektromagnet. S. 223.*

gerückt, so wirkt die elektromagnetische Scheidungskraft auf die in der

Fig. 180.



Nähe des Randes der Platte gelegenen, also am stärksten magnetisirten Theile nicht mehr parallel der Axe der Spirale. Die magnetischen Axen der Theile werden daher eine gegen die Axe der Spirale geneigte Stellung annehmen.

Indem die unmittelbar am Rande und nahe demselben befindlichen in dieser Weise magnetisirten Theile gegenseitig auf einander wirken, wird die Neigung ihrer Axen gegen die Axe der Spirale noch grösser werden, als durch den Einfluss der Spirale allein.

Die Polarität der Platte wird sich etwa wie in der Fig. 180 herstellen. In Folge der elektro-magnetischen Wirkung der Spirale auf die durch ihre Wechselwirkung stark geneigten Theile am Rande der Platte wird sich dieselbe gegen das Ende der Spirale hinbewegen, und dabei werden die Axen der magnetischen Theile an den Rändern der Platte immer mehr die radiale Richtung annehmen und die elektro-magnetische Wirkung wachsen, bis die Platte so weit vorgeschritten ist, dass die Wirkung der Spirale auf die in der Richtung ihrer Axe schwach magnetisirten mittleren Theile und die Randtheile der Platte gerade gleich ist.

Nähert man der Platte von unten eine zweite, so wird sie durch die Spirale ebenso magnetisirt; die Platten haben an den Rändern gleiche Polarität, sie stossen sich ab, indem wiederum die Wirkung der schwach magnetisirten mittleren Theile derselben gegen die Wirkung ihrer Ränder zurücktritt; zugleich wird durch die Wechselwirkung der Platten auf einander die radiale Richtung der magnetischen Axen ihrer Randtheile in denselben ein wenig vermindert, und die bewegliche Platte wird nicht mehr mit der früheren Stärke von der Spirale abgestossen: sie bewegt sich durch diese doppelte Ursache in dieselbe hinein, und geht durch das Beharrungsvermögen in ihre zweite obere Gleichgewichtslage über.

Bei längeren Stäben kann dieses Verhalten nicht hervortreten, da die in der Richtung der Axe der Spirale auf einander folgenden Moleküle derselben, selbst wenn ihre Axen durch die magnetisirende Kraft allein nicht parallel der Spiralaxe gestellt werden, doch durch ihre gegenseitige Einwirkung sich mit ihren Axen der letzteren nahezu parallel stellen. Dann tritt die gewöhnliche Anziehung der Spirale gegen dieselben ein.

Nicht begründet möchte es aber erscheinen, wenn v. Feilitzsch aus diesen rein secundären Resultaten schliessen möchte, dass ein eisenmagnetischer Querschnitt vor einem Magnet oder einem anderen ihm gleichen Querschnitt zurückweichen muss, wenn beide einander die befreundeten Pole zukehren.

In der That hat Dub stets beobachtet, dass eine dünne Eisenplatte in allen Fällen durch einen 2″ dicken, 6″ langen Eisenkern angezogen

wird, wenn die Polfläche des letzteren der in der Spirale befindlichen Eisenplatte genähert wird, und zwar mit einer Kraft, die etwa 200mal so gross war, als die bei obigen Versuchen beobachtete Abstossung.

6. Anziehung und Tragkraft der nicht in sich geschlossenen Elektromagnete.

Wir haben jetzt die Anziehung der nicht in sich geschlossenen 333
Elektromagnete gegen Anker von weichem Eisen, sowie gegen andere Elektromagnete zu bestimmen.

Man pflegt diese Anziehung, wenn dieselbe sich bei unmittelbarer Berührung des Elektromagnets und Ankers herstellt, mit dem Namen der *Tragkraft*, wenn sie sich in gewissen Entfernungen äussert, direct mit dem Worte *Anziehung* zu bezeichnen.

Am einfachsten stellen sich die Gesetze dieser Erscheinungen bei geradlinigen cylindrischen Elektromagneten und Ankern dar.

Wir haben schon §. 262 erwähnt, dass wir aus dem magnetischen Moment der einzelnen Theile der Anker und Magnete an ihrer Berührungsstelle die Gesetze der Tragkraft und Anziehung ableiten könnten. Es müsste dann die Anziehung und Tragkraft unter den verschiedenen Bedingungen dem Quadrat der magnetischen Momente der Stäbe an ihrer Berührungsstelle proportional sein. Dieses Resultat bewährt sich indess nur bei der Beobachtung der *Anziehung* von Anker und Magnet, nicht bei der Messung der *Tragkraft* bei unmittelbarer Berührung, bei welcher sich grosse Abweichungen herausstellen. Der Grund derselben ist indess ein secundärer. Er ist darin zu suchen, dass der Anker vom Magnet nie mit der ganzen Berührungsfläche gleichzeitig abreisst, also auch die zum Abreissen erforderliche Kraft nicht der Summe der Producte der magnetischen Momente sämmtlicher einander gegenüberstehender Moleküle der Berührungsflächen proportional ist. Der Anker neigt sich stets nach einer Seite vor dem Abreissen. Dabei ändert sich die Vertheilung des Magnetismus in dem magnetischen System völlig. Je grösser die Neigung des Ankers gegen den Magnet vor dem Abreissen ist, desto mehr wird das magnetische Moment an der Berührungsstelle wachsen und daher die Tragkraft zunehmen, da sich hierbei immer mehr die richtende Wirkung der der Berührungsstelle benachbarten magnetischen Theile des Ankers und Magnetes auf die an dem Berührungspunkt selbst gelegenen Theile concentrirt. Zugleich wird aber schon bei viel geringerer Stromintensität ein Maximum der Magnetisirung eintreten, als beim Contact grösserer Flächen; daher nimmt die Tragkraft mit wachsender Stromintensität in einem verhältnissmässig langsamern Verhältniss zu. Verwendet man abgerundete oder zugespitze Anker, z. B. Eisenkugeln, so ändert sich die Berührungsstelle beim Abreissen weniger; die Tragkraft folgt dann mehr den theoretisch abgeleiteten Gesetzen.

Man hat also durchaus nicht nöthig, um die Abweichungen der beobachteten Tragkräfte von diesen Gesetzen näher zu begründen, die v. Feilitzsch (§. 332) vermuthete Abstossung zweier Querschnitte eines magnetischen Systems anzunehmen, welche sich von der sonstigen Anziehung subtrahiren und bei Verminderung der Berührungspunkte vermindern. Diese Abstossung würde auch, um die Abweichungen zu erklären, sehr bedeutend sein müssen.

Wird zwischen Anker und Magnet ein Zwischenraum gelassen, beobachtet man also die Anziehung, so treten die bei Beobachtung der Tragkraft wirkenden störenden Umstände nicht auf, da hierbei eine Aenderung des Abstandes von Anker und Magnet durch kleine Neigung derselben beim Abreissen gegen ihren Abstand selbst verschwindet. Die Gesetze der Anziehung entsprechen also den §. 262 abgeleiteten Voraussetzungen.

334 Wir haben demnächst zu bestimmen:

a. Die Abhängigkeit der Tragkraft und Anziehung geradliniger Magnete und Anker von der magnetisirenden Kraft, also von der Intensität des magnetisirenden Stromes und der Anzahl und Lage der Windungen der Magnetisirungsspirale, sowie auch von der Entfernung von Anker und Magnet.

b. Die Abhängigkeit derselben Grössen von den Dimensionen des Ankers und Magnetes.

a. Einfluss der magnetisirenden Kraft sowie der Entfernung auf die Tragkraft und Anziehung.

Die ersten sicheren Versuche über diesen Punkt sind von Lenz und Jacobi angestellt, bei denen freilich zunächst nur die Anziehung von Anker und Magnet bei einer Entfernung von $^1/_{10}$ Zoll beobachtet wurde.

Lenz und Jacobi[1]) stellten einen geraden Eisenstab senkrecht auf, umgaben ihn mit einer Spirale, legten auf seine obere Endfläche eine Holzscheibe von etwa $^1/_{10}''$ Dicke, und stellten auf diese als Anker einen Eisencylinder. Der Anker wurde an dem einen Arm eines Wagbalkens befestigt, und durch Gewichte G, welche auf die am anderen Ende des Balkens hängende Schale gelegt wurden, abgerissen.

Bei anderen Versuchen waren sowohl Anker als Magnet mit Magnetisirungsspiralen umgeben, welche beide in gleicher Richtung vom Strom durchflossen waren. Die Intensität der Ströme wurde an einer Nervander'schen Tangentenboussole gemessen.

Bei Anwendung von Strömen von verschiedener Intensität I ergaben sich die zum Abreissen erforderlichen Gewichte G unter Anderen (als Einheit der Gewichte ist $\frac{1}{9600}$ russisches Pfund angenommen):

[1]) Lenz und Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 401. 1839.*

Magnet und Anker $5^1/_2''$ lang, $^1/_2''$ dick.

a. Nur der Magnet mit der Magnetisirungsspirale umgeben:

I.	*G.*	$\frac{G}{I^2}$.
1455	4297	0,185
1055	2132	0,191
771	1132	0,191
549	565	0,187
284	146	0,181

b. Anker und Magnet mit gleichen Magnetisirungsspiralen umgeben:

I.	*G.*	$\frac{G}{I^2}$.
1203	12156	0,840
961	7830	0,847
651	3508	0,828
488	1916	0,803
252	481	0,755.

Aus diesen Versuchen folgt:

die Anziehung eines Ankers und Elektromagnetes, oder zweier Elektromagnete, welche durch Ströme von gleicher Intensität magnetisirt werden, ist dem Quadrat der Intensität dieser Ströme proportional, so lange sich das in ihnen erregte Moment noch nicht einem Maximum nähert. Die in letzterer Beziehung von Joule angestellten Versuche vergl. §. 268.

Würden zwei an einander gelegte Eisenstäbe, welche beide durch herumgeleitete Ströme magnetisirt werden, nicht selbst magnetisirend auf einander einwirken, so würde ihre Anziehung gegen einander dem Product der in jedem von ihnen für sich erregten Momente an der Berührungsstelle, d. i. dem Product der magnetisirenden Kräfte proportional sein. Dem ist indess nicht so, wie Dub mit Recht hervorhebt, da man stets die aneinander gelegten Stäbe als ein einziges fest verbundenes System betrachten kann, dessen Theile alle durch die wirkenden Kräfte gerichtet werden und auch gegenseitig einander richten. Sind daher die, beide Magnete magnetisirenden Ströme nicht gleich stark, so ist die Tragkraft T und die Anziehung A dem Quadrat der Summe oder des mittleren Werthes der beiden Ströme proportional. 335

So fand Dub[1]), als er zwei 12″ und 6″ lange und 1″ dicke Stäbe an einander legte, welche durch Ströme von den (an der Tangentenboussole gemessenen) Intensitäten I und I_I magnetisirt waren, folgende Resultate:

I	I_I.	$I+I_I$.	T.	$\frac{T}{(I+I_I)^2}$.	A.	$\frac{A}{(I+I_I)^2}$
0,0875	0,2125	0,3	2 Pfd.	22	0,7 Pfd.	7,7.
0,1406	0,2309	0,3715	2,9	21,2	1	7,3
0,1989	0,3057	0,5046	5,4	21,2	1,9	7,4
0,268	0,3346	0,6026	7,6	20,9	2,9	7,9.

Diese Gesetze gelten indess nur so lange, als der Magnetismus des Magnetes und Ankers, oder der beiden an einander gelegten Elektromagnete sich noch nicht dem Maximum nähert. Es wird also namentlich bei

1) Dub, Elektromagnet. S. 123.*

dünneren Ankern bei etwas stärkeren Strömen bald eine Abweichung der Versuche von denselben sich zeigen.

So fand Dub[1]) bei dünneren Ankern, die von einem Elektromagnet angezogen wurden, das Verhältniss der Anziehungen G und G_I bei den Stromintensitäten I und I_I:

Länge des Ankers.	Dicke des Ankers.	$I^2 : I_I^2$.	$G : G_I$.
4″	1″	36 : 100	4,83 : 11,04
4″	3/8″	36 : 100	37 : 64
9″	3/8″	36 : 100	65 : 100.

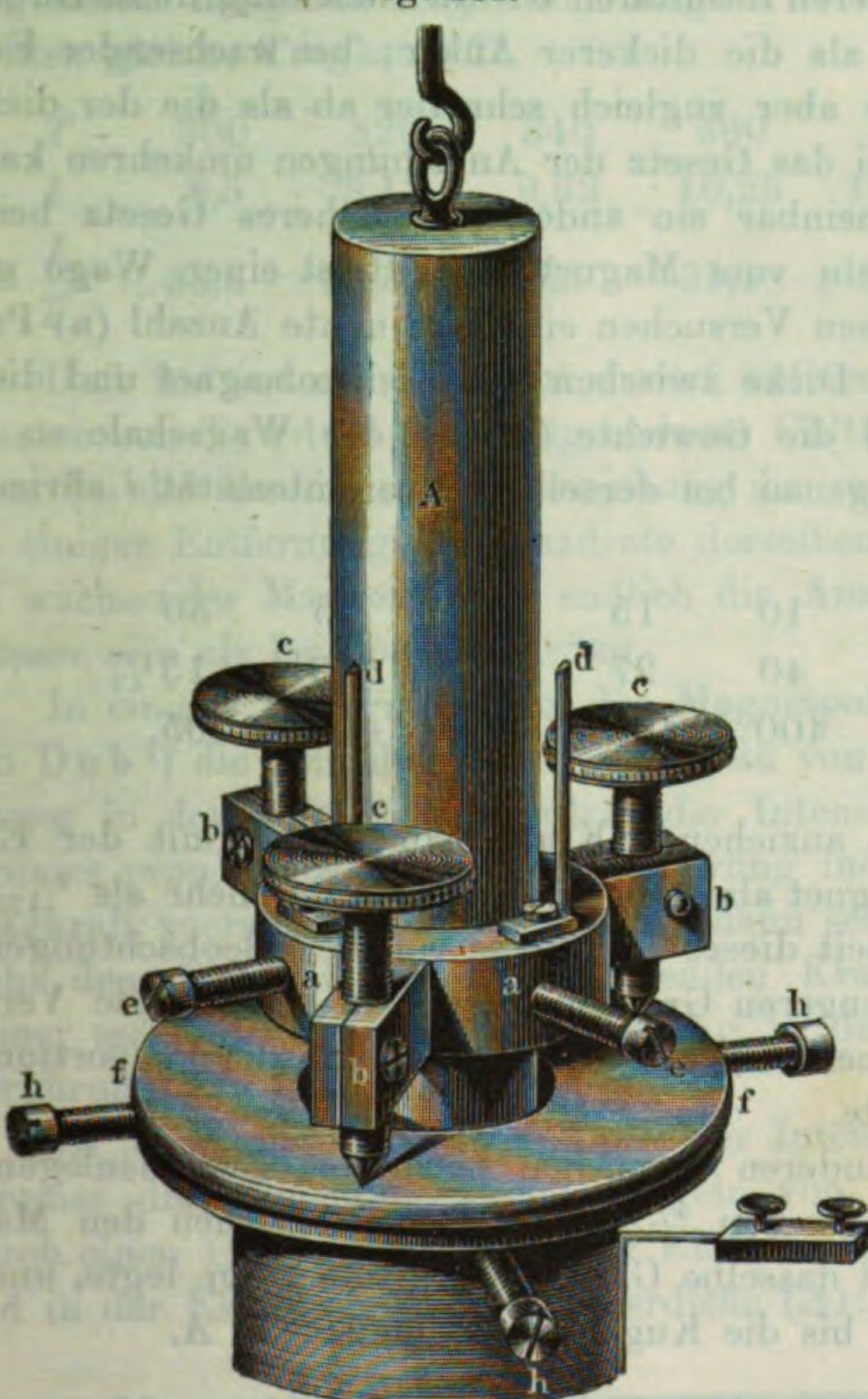
Die Anziehung nähert sich also einem Maximum, welches um so eher eintritt, je stärker die Stromintensität und je dünner der Anker ist.

336 Mit wachsender Entfernung des Ankers und Magnetes von einander nimmt die Anziehung sehr schnell ab. — Um diesen Punkt näher zu studiren, hat Dub[2]) folgenden Apparat construirt. Senkrechte Stäbe von möglichst weichem, feinem, ausgeglühtem und langsam erkaltetem Eisen wurden mit Drathspiralen umgeben, welche auf aufgeschlitzte Messinghülsen aufgewickelt waren, sodann senkrecht auf einem Brett aufgestellt, und auf sie cylindrische Anker von verschiedener Länge (1 — 24″) und Dicke (2″ — 1/16″) aufgesetzt. Die Anker waren an den Enden sorgfältig abgeschliffen. — Seitlich waren auf dem Brett zwei verticale Holzleisten aufgestellt, durch die in verschiedener Höhe ein viereckiger Messingbolzen geschoben werden konnte. Ein Hebel, dessen Unterstützungspunkt ein auf dem Bolzen ruhendes Stahlprisma bildete, dessen Arme respective 4″ und 2′ lang waren, trug an seinem kürzeren Ende einen durch eine Schraube hoch und nieder zu stellenden Haken, in den ein in den Anker geschraubter Ring eingehängt werden konnte. Der Hebel konnte auf diese Weise in die horizontale Lage gebracht werden. Durch Auflegen von Gewichten auf eine am Ende des längeren Arms des Hebels befindliche Wagschale und Verstellen eines an den kürzeren Arm desselben angebrachten Gegengewichtes wurde vor dem Versuch der Anker genau tarirt. Nach dem Magnetisiren des Magnetes wurde sodann durch ein auf dem längeren Hebelarm verstellbares Laufgewicht der Anker vom Magnet abgerissen.

Zur Bestimmung der Anziehung des Magnetes in die Entfernung wurde an den oberen Rand des in der Magnetisirungsspirale befindlichen Magnetes eine Messinghülse, Fig. 181, vermittelst der Schrauben h angeschraubt, auf die eine in der Mitte durchbohrte Spiegelglasplatte gekittet war. An den Anker A wurde eine Messinghülse a angeschraubt, welche die Stellschrauben ccc trug, die sich auf die Glasplatte aufsetzten. Durch Verstellen derselben konnte die untere Fläche des Ankers in beliebige Entfernungen von der oberen Fläche des Magnetes gebracht werden.

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 478. 1848.* — [2]) Dub l. c. und Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 498. 1850.*

Fig. 181.



Getheilte Leisten *d*, die auf der Hülse *a* aufsassen, gestatteten die Einstellung der Schrauben *c* zu bestimmen.

Dub[1]) magnetisirte z. B. einen 12″ langen, 1″ dicken Magnetstab durch Ströme, welche an der Tangentenboussole 20° und 35° Ablenkung gaben, deren Intensitäten also im Verhältniss von 36 : 70 standen, und riss von ihnen vier 6 Zoll lange Anker von 1″, 3/4″, 1/2″, 3/8″ Durchmesser ab. Er fand die Anziehung in Pfunden: 337

Abstand der Polflächen.	Dicke des Ankers							
	1″		3/4″		1/2″		3/8″	
	$I=36$	$I=70$	$I=36$	$I=70$	$I=36$	$I=70$	$I=36$	$I=70$
1/180″	1,1	4,6	1,25	4,6	1,4	6,4	1,6	6,2
1/90	0,9	3,5	0,9	3,1	0,92	3,8	0,95	3,4
1/60	0,71	2,9	0,77	2,6	0,65	2,85	0,65	2,4
1/45	0,6	2,6	0,65	2,15	0,48	2	0,45	1,7
2/45	0,38	1,65	0,36	1,3	0,23	0,95	0,194	0,78
1/15	0,27	1,05	0,23	0,92	0,15	0,65	0,11	0,5
4/45	0,19	—	0,16	—	0,11	—	0,08	—
1/9	0,15	0,6	0,12	0,52	0,084	0,46	0,062	0,28
2/15	0,11	—	0,10	—	0,07	—	0,05	—
7/45	0,095	—	00,8	—	0,062	—	0,044	—
8/45	0,08	—	00,6	—	0,05	—	0,032	—
1/5	0,07	0,27	0,055	0,26	0,04	0,174	—	0,136
1/3	—	0,13	—	0,125	—	0,085	—	0,073

1) Dub l. c.

Nach diesen und anderen Resultaten ist die Anziehung dünnerer Anker in grosser Nähe grösser als die dickerer Anker; bei wachsender Entfernung nimmt die erstere aber zugleich schneller ab als die der dickeren Anker, so dass sich dabei das Gesetz der Anziehungen umkehren kann.

Tyndall [1]) hat scheinbar ein anderes einfacheres Gesetz bei dem Abreissen von Eisenkugeln vom Magnet vermittelst einer Wage gefunden. Es wurden bei diesen Versuchen eine bestimmte Anzahl (n) Papierblätter von je $^1/_{1000}$ Zoll Dicke zwischen den Elektromagnet und die Kugel gelegt, und jedesmal die Gewichte (g) auf der Wagschale so lange geändert, bis die Kugel genau bei derselben Stromintensität i abriss. So fand sich

n	2	5	10	15	20	25	30
g	150	75	40	27	$20^1/_4$	$16^1/_4$	$13^1/_2$
gn	300	375	400	405	405	406	405.

Hiernach sollte die anziehende Kraft proportional mit der Entfernung der Kugel vom Magnet abnehmen, wenn dieselbe mehr als $^1/_{125}''$ betrug. Die Verschiedenheit dieses Resultates von den Beobachtungen von Dub mag wohl in den engeren Grenzen liegen, in denen diese Versuche angestellt waren, bei denen sich die Abweichung von der Proportionalität noch nicht deutlich zeigte.

Als Tyndall bei anderen Versuchen nach dem Zwischenlegen verschiedener (n) Papierblätter von $^1/_{1000}$ Zoll Dicke zwischen den Magnetstab und die Kugel stets dasselbe Gewicht g auf die Wage legte, und nun die Intensität i änderte, bis die Kugel abriss, fand er u. A.

n	11	13	15	17	19	21	23
i	440	472	513	545	573	601	635
$\frac{i}{\sqrt{n}}=$	132	131	132	132	131	133	132.

Es sollte also, um die Kugel bei verschiedenen Entfernungen mit gleicher Kraft festzuhalten, der Magnetismus des Magnetes der Quadratwurzel der Entfernung proportional zunehmen.

Aus den beiden Sätzen von Tyndall würde folgen, dass die Anziehung in der Entfernung dem Quadrate der magnetisirenden Kraft proportional zunimmt, wie dies auch die oben mitgetheilten Versuche ergaben.

Bei unmittelbarer Berührung zwischen Kugel und Elektromagnet fand Tyndall dagegen die Tragkraft T der Intensität des magnetisirenden Stromes, oder da das Maximum der Magnetisirung noch fern lag, dem Moment des Magnetes direct proportional.

Als Tyndall z. B. die Wagschale mit 300 bis 420 Grm. belastete und nun die Stromintensität I änderte, bis die an der anderen Seite des

[1]) Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 1. 1851.*

Wagbalkens hängende Kugel vom Magnet abriss, fand er die jenen Gewichten gleiche Tragkraft T:

T	300	320	340	360	380	400	420
I	8,5	9,12	9,62	10,25	10,75	11,25	11,62
$\frac{I}{T}$	35,3	35,3	35,3	35,1	35,3	35,5	35,8

Dub hat indess mit Recht darauf aufmerksam gemacht, dass diese Gesetze von Tyndall nicht allgemeinere Gültigkeit haben können; denn wenn bei der Berührung die Anziehung der magnetisirenden Kraft direct, bei einiger Entfernung dem Quadrate derselben proportional ist, so müsste bei wachsender Magnetisirung endlich die Anziehung in der Entfernung grösser sein als bei der Berührung.

In einiger Entfernung von den Magnetpolen ist nach den Versuchen von Dub[1]) die Anziehung zweier Kugeln von $^3/_4''$ und $1^1/_2''$ Zoll Durchmesser in der That dem Quadrat der Intensität i des magnetisirenden Stromes proportional. Bei der Berührung indess findet Dub, dass die Tragkraft zuerst langsam wächst und dann schneller, so dass sie immer mehr dem Quadrat der magnetisirenden Kraft proportional ist, und so immer mehr die Gesetze der Anziehung in der Entfernung und bei der Berührung sich einander annähern.

Es ist in dieser Weise z. B. bei der Intensität I des magnetisirenden Stromes die Anziehung zweier Kugeln von $1^1/_2$ und $^3/_4''$ Durchmesser durch einen $12''$ langen, $1''$ dicken Elektromagnetstab bei Berührung (T) und in der Entfernung einer Papierdicke (A):

I	Kugel $1^1/_2''$				Kugel $^3/_4''$			
	T	$\frac{T}{I^2}$	A	$\frac{A}{I^2}$	T	$\frac{T}{I^2}$	A	$\frac{A}{I^2}$
1	0,3 Pfd.	0,3	0,04	0,04	0,09	0,09	—	—
3	1,25	0,14	0,36	0,04	0,45	0,05	0,098	0,011
6	2,8	0,078	1,5	0,042	0,95	0,026	0,4	0,011
9	5,2	0,064	3,6	0,044	1,85	0,023	1	0,012
12	7,4	0,051	6	0,042	2,6	0,018	1,8	0,012

Dasselbe Resultat erhielt auch Dub bei anderen Ankern, welche auf Magnetstäbe aufgesetzt waren. So war z. B. die Anziehung eines $^1/_2''$ dicken, $4''$ langen, cylindrischen Ankers durch obigen Magnetstab:

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 239. 1852.*

	Bei Berührung.		Im Abstand einer Papierdicke.	
I	A	$\frac{A}{I^2}$	A	$\frac{A}{I^2}$
2	0,75 Pfd.	0,187	0,3 Pfd.	0,075
5	4,2	0,168	2	0,080
8	8,6	0,134	5	0,078
12	16	0,111	12	0,083

338 Steigert man die magnetisirende Kraft statt durch Vermehrung der Stromintensität, durch Vermehrung der Anzahl der Windungen der Magnetisirungsspirale, so werden sich selbstverständlich, abgesehen von den durch die verschiedene Lage der Windungen bedingten Abweichungen, dieselben Gesetze ergeben müssen. So fand u. A. Dub [1]), als er einen 12″ langen, 1″ dicken Magnetstab durch eine oder beide Windungsreihen einer aus zwei parallelen Dräthen gewickelten Spirale magnetisirte, und von demselben einen 6″ langen, $^3/_4$″ dicken Anker abriss, bei verschiedenen Intensitäten I des benutzten Stromes folgende Anziehungen:

Abstand des Ankers	$I = 344$		$I = 577$	
vom Magnet.	152 Wind.	304 Wind.	152 Wind.	304 Wind.
0	0,44 Pfd.	1,5 Pfd.	1,15 Pfd.	3,8 Pfd.
$^1/_{180}$″	0,1	0,4	0,25	1
$^1/_{90}$	0,06	0,25	0,17	0,7
$^1/_{60}$	0,04	0,18	0,12	0,5
$^1/_{45}$	—	—	0,09	0,39
$^2/_{45}$	—	—	0,044	0,16

Wird sowohl die Intensität I des Stromes als die Zahl der Windungen W geändert, so entspricht die Anziehung dem Quadrat des Productes IW, also dem Quadrat der magnetisirenden Kraft. So fand Dub die Anziehung eines 12″ langen und $1^3/_4$″ dicken Eisenstabes gegen eine Eisenkugel von $1^1/_2$″ Durchmesser:

I	W	Anziehung.
1944	130	0,033 Pfd.
„	260	0,14
3839	130	0,138
„	260	0,58

Es ist also die Anziehung zwischen Magnet und Anker bei einer gewissen Entfernung derselben von einander dem Quadrat der magnetisirenden Kräfte proportional.

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 517. 1850;* Elektromagnetismus S. 158.*

Da das magnetische Moment der Theile eines Eisenstabes gerade an der Stelle, wo die magnetisirende Kraft wirkt, am grössten ist, so ist auch die Tragkraft und Anziehung desselben gegen einen Anker am bedeutendsten, wenn die Spiralwindungen der Magnetisirungsspirale möglichst dicht an der Berührungsstelle angehäuft sind. 339

Vermehrt man die Zahl der Windungen, indem man nicht nur das dem Anker zunächst liegende Ende des Eisenstabes, sondern auch seine anderen Theile mit Drath umwickelt, so wird das Moment der Theilchen an der Berührungsstelle nicht mehr proportional der Zahl der Windungen, sondern in schwächerem Verhältniss zunehmen; die Anziehung ist dann nicht mehr proportional dem Quadrat der Windungszahl.

So erhielt z. B. Dub [1]), als er einen 12″ langen, $^3/_4$″ dicken Stab durch 1 bis 6 Spiralen, von je 56 Windungen und $1^3/_4$″ Länge magnetisirte, deren erste an der Berührungsstelle mit dem Anker sich befand, bei Anwendung gleicher starker Ströme folgende Anziehungen A. Der Abstand zwischen Anker und Magnet betrug $^1/_{180}$″.

Zahl n der Spiralen	A	$\frac{\sqrt{A}}{n}$
1	10	3,162
2	32	2,828
3	67	2,728
4	100	2,5
6	130	1,9

Die Einheit der Werthe A ist ein hundertel Pfund. Die Werthe $\frac{\sqrt{A}}{n}$, welche annähernd den Momenten der Theilchen des Stabes an der Berührungsstelle mit dem Anker für gleiche magnetisirende Kräfte entsprechen, nehmen also hier mit der Zahl der Magnetisirungsspiralen ab.

Dasselbe Resultat ergiebt sich auch durch andere Versuche von Dub [2]), bei denen in ähnlicher Weise verfahren wurde, wie bei den beschriebenen, nur dass durch Verminderung der Stromintensität das Product derselben mit der Zahl der Spiralwindungen, d. h. die magnetisirende Kraft constant erhalten wurde. Dabei fand dann eine Abnahme der Tragkraft und Anziehung statt, je weiter sich die Magnetisirungsspirale von der Berührungsstelle des Ankers und Magnetes aus über letzteren verbreitete.

Allgemeinere Gesetze lassen sich über dieses Verhalten nicht aufstellen, da die Bedingungen der Versuche zu complicirt sind.

[1]) Dub, Elektromagnet. S. 163.* — [2]) Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXXI, S. 48. 1850.*

b. Einfluss der Dimensionen der Anker und Magnete auf ihre Tragkraft und Anziehung.

340 Die Gesetze der Anziehung von Anker und Magnet lassen sich aus den Gesetzen über die Vertheilung des magnetischen Momentes in geraden Stäben ableiten, wenn Anker und Magnet gleich dick sind und mit ihrem ganzen Querschnitt sich berühren.

Denkt man sich einen Eisenstab seiner ganzen Länge nach mit einer Magnetisirungsspirale bedeckt und an irgend einer Stelle zerschnitten, so wird eine Kraft erforderlich sein, um die beiden Theile des Stabes von einander zu reissen, die dem Quadrat des magnetischen Momentes der einzelnen Stellen desselben an der Berührungsstelle proportional ist. Ist die Vertheilung durch die Formel der Kettenlinie gegeben, so wird das Quadrat der Ordinate derselben an jeder Stelle dieser Anziehungskraft entsprechen. — Man kann daher aus den §. 301 u. folgde. abgeleiteten Sätzen über die Vertheilung des magnetischen Momentes auch diese Anziehungskraft für jedes System zweier gleich dicker, mit ihren ganzen Endflächen an einander gelegter Stäbe berechnen. Bei der experimentellen Untersuchung der Tragkraft werden indess die §. 262 angeführten Fehlerquellen verhindern, dass die Resultate genau den Voraussetzungen entsprechen; bei Bestimmung der Anziehung in einiger Entfernung, z. B. bei Zwischenlegung eines Papierblattes sind die Momente der Theilchen der beiden Stäbe an den gegenüberliegenden Stellen etwas kleiner, als wenn sie unmittelbar auf einander liegen, da die gegenseitige Einwirkung der Theilchen geringer wird.

341 Während somit die Tragkraft für Systeme gerader Stäbe, die an allen Theilen gleichen magnetisirenden Kräften ausgesetzt sind, theoretisch bestimmt werden kann, hat Dub auch aus den §§. 293 und 307 mitgetheilten empirischen und praktischen Sätzen, welche er an die Stelle der weniger elementaren theoretisch abgeleiteten Sätze setzt, eine Reihe von eben solchen Sätzen für die Tragkraft und Anziehung der geraden Stäbe entwickelt und durch Versuche zu bestätigen versucht. Er findet im Wesentlichen folgende Sätze:

1. Die Tragkraft und Anziehung zwischen zwei Stäben ist dieselbe, mag die Magnetisirungsspirale nur über einen oder beide Stäbe ihrer ganzen Länge nach ausgebreitet sein. — Dieser Satz, der nur innerhalb gewisser Grenzen annähernd richtig sein kann, wurde an drei Systemen von ungleichen, 6, 9 und 12″ langen Stäben geprüft. Die Tragkräfte und Anziehungen nach Zwischenlegung eines Papierblattes ergaben sich in beiden Fällen als gleich, nämlich:

Länge der beiden Stäbe	Bei gleicher magnetisirender Kraft			
	Beide Stäbe mit Spiralen umgeben		Nur der eine Eisenstab mit einer Spirale umgeben	
	Tragkraft	Anziehung	Tragkraft	Anziehung
6″	4,2 Pfd.	1,2 Pfd.	4,2 Pfd.	1,25 Pfd.
9″	6	1,8	6	1,8
12″	8	2,5	8,2	2,55
18″	—	—	11,6	3,7
24″	—	—	15,5	5,6

2. Die Tragkraft und Anziehung zweier Stäbe ist bei gleicher magnetisirender Kraft der Länge des kürzeren von ihnen proportional, welche Länge auch das System hat, wenn nur der eine der beiden oder beide Stäbe ganz mit der Magnetisirungsspirale bedeckt sind. So ergab sich z. B.

Länge des Magnetes	Länge des Ankers	Tragkraft	Anziehung
12″	12″	7,8 Pfd.	2,55 Pfd.
15	9	5,4	2
18	6	4,1	1,2
21	3	2	0,64
23	1	0,75	0,2
18	18	11,6	3,7
24	12	8,2	2,6
30	6	4,3	1,3
33	3	2	0,65
35	1	0,6	0,2
24	24	16	5,6
30	18	10,9	4,2
36	12	8	2,5
42	6	4	1,2

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. CII, S. 213 u. 217. 1857;* Elektromagn. S. 282.*

Es ist hierbei gleichgültig, welcher der beiden Stäbe als Magnet benutzt wird, nur wenn der kürzere Theil als Magnet dient, nimmt die Anziehung mit der Verkürzung desselben etwas weniger schnell ab.

Nach diesem Satz ist die Tragkraft und Anziehung verschieden langer Magnetstäbe gegen denselben Anker constant, wenn letzterer kürzer ist als erstere. Dies zeigte sich auch, als Dub (l. c.) eine Eisenkugel von 1″ Durchmesser durch Magnetstäbe von 6 bis 24″ Länge und 1″ Durchmesser anziehen liess. Die Tragkraft schwankte nur zwischen 1,9 bis 1,8 Pfund, die Anziehung zwischen 0,95 bis 0,8 Pfund.

3. Es folgt ferner aus den Zahlenwerthen, dass die Anziehung und Tragkraft gleich langer Systeme im Maximo ist, wenn Anker und Magnet gleich lang sind.

4. Die Tragkraft und Anziehung verschieden langer Systeme, welche alle in gleichem Verhältniss getheilt sind, ist unter sonst gleichen Umständen ihrer Länge proportional. Die Beweise dieses Satzes sind in den schon aufgeführten Tabellen enthalten.

5. Bei der Bestimmung der Anziehung von Eisenkugeln durch Elektromagnetstäbe von demselben Durchmesser wie die Kugeln ergab sich die Tragkraft sowohl bei der unmittelbaren Berührung (wenigstens wenn die Magnetisirungsspirale die Magnetstäbe eng umschloss), als auch die Anziehung in grössere Entfernungen direct proportional dem Durchmesser der Stäbe, oder da das Moment derselben nach §. 293 der Wurzel des Durchmessers entspricht, proportional dem Quadrat ihres Magnetismus [1]). So ergab sich z. B. bei 12″ langen Magnetstäben, die auf ihrer ganzen Länge mit 312 Drathwindungen bedeckt waren:

Dicke des Magnets	3/4″	1″	1 1/2″	2″
Tragkraft	1,48 Pfd.	2,2	2,98	4,2
Anziehung bei Zwischenschaltung eines Papiers	0,3 Pfd.	0,48	0,67	0,97

Ein ähnliches Resultat hat schon früher Botto [2]) erhalten. Er umgab drei Eisencylinder, deren Dimensionen im Verhältniss von 1 : 2 : 3 standen, mit Spiralen von gleichviel Drathwindungen und von Durchmessern, die sich gleichfalls wie 1 : 2 : 3 verhielten. Auf die Cylinder wurden halb so lange Cylinder von gleichem Durchmesser gesetzt und nach Magnetisirung der ersteren durch Ströme von gleicher Intensität durch eine Wage abgerissen. Die Tragkräfte verhielten sich wie die Durchmesser der Cylinder. — Waren die Zahlen der Windungen der Spiralen proportional den einander entsprechenden Dimensionen der Cylinder, so verhielten sich die Tragkräfte proportional dem Quadrat der letzteren.

Auch diese Sätze, welche Dub aus seinen vielen genauen und werth-

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 261. 1853;* Elektromagn. S. 228.* — [2]) Botto, Raccolta I, p. 481; Jahresber. 1847, S. 473.*

vollen Beobachtungen abgeleitet hat, haben wie die §. 307 erwähnten nur innerhalb gewisser Grenzen eine praktische und empirische Bedeutung. Sie dürfen aber nicht als der wirkliche theoretisch begründete Ausdruck der Erscheinungen betrachtet werden.

Die Tragkraft hohler und massiver Elektromagnete ist bei gleichen 342
äusseren Dimensionen wesentlich verschieden, je nachdem die Intensität der sie erregenden Ströme sich ändert. Bei schwächeren Strömen würden beide Arten von Elektromagneten wohl nahezu gleiche Tragkräfte zeigen müssen; bei stärkeren werden aber die hohlen Magnete mit dickeren Wänden und massiven Magnete eine grössere Tragkraft zeigen, da in ihnen das Maximum der Magnetisirung nicht sobald erreicht ist, als in den hohlen Magneten mit dünneren Wänden, und auch die inneren Theile stärker durch die Einwirkung des magnetisirenden Stromes erregt werden. Dieses Ueberwiegen der Tragkraft der massiven Magnete hat auch Pfaff[1]) nachgewiesen. Er fand, dass bei gleicher Umwindung mit Drath und gleicher Intensität des durch denselben geleiteten Stromes die Tragkräfte gleich weiter Eisenröhren, deren Wände $^{17}/_{18}'''$ und $4^1/_2'''$ dick waren, deren Gewichte 57 und 249 Loth betrugen, sich wie 1 : 15, die eines hohlen Rohres und massiven Eisenstabes, die (mit der Kupferdrathumwicklung) 24 und $46^1/_2$ Unzen wogen, sich wie 1 : 2 verhielten.

Ausser diesen Sätzen, welche zwar nur als unmittelbarer Ausdruck 343
der Beobachtungsresultate gelten können, aber doch durch ihre Einfachheit einen grossen praktischen Werth besitzen, hat Dub[2]) noch eine Reihe anderer Beziehungen aufgefunden, von denen wir die hauptsächlichsten aufführen. Dieselben haben namentlich Bezug auf den Einfluss der Berührungsfläche auf die Tragkraft und Anziehung. Wir erwähnen dabei nur beispielsweise einzelne der numerischen Resulsate, da dieselben doch nur ein specielles Interesse haben.

1. Die Tragkraft zwischen cylindrischen, an ihren Enden gerade abgeschnittenen Magneten und Ankern nimmt bis zu einem gewissen Punkte mit Verkleinerung ihrer Berührungsfläche zu. Diese Zunahme ist namentlich beim Anlegen von Ankern an hufeisenförmige Elektromagnete schon früher beobachtet worden. So haben dal Negro[3]) und Pfaff[4]) dieselbe bemerkt, als sie die an die Magnetpole anliegende Fläche der Anker abrundeten (vgl. auch §. 364). — Die Anziehung von einer gewissen Entfernung an nimmt aber mit Verkleinerung der Berührungsfläche ab, und zwar in geringerem Maasse als die Durchmesser der Anker abnehmen.

1) Pfaff, Pogg. Ann. Bd. L, S. 636. 1840;* Bd. LIII, S. 309. 1841.* — 2) Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 494; Bd. LXXXI, S. 46. 1850;* Elektromagn. S. 339.* — 3) Dal Negro, Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 490. 1833.* — 4) Pfaff, Pogg. Ann. Bd. LII, S. 303. 1841.

a Magnet 12″ lang, 1″ dick. *b* Magnet 12″ lang, 1/2″ dick. Stromintensität 20 [1]).

Abstand von der Polfläche.	Durchmesser der 6″ langen cylindrischen Anker.							
	1″		3/4″		1/2″		3/8″	
	a	*b*	*a*	*b*	*a*	*b*	*a*	*b*
0	9 Pfd.	5,4 Pfd.	10,5 Pfd.	4,9 Pfd.	16,2 Pfd.	4,4 Pfd.	15 Pfd.	4,7 Pfd.
1/180	4,6	1,6	4,6	1,4	6,4	1,3	6,2	1,3
1/90	3,5	0,96	3,1	0,7	3,8	0,9	3,4	0,75
1/60	2,9	0,67	2,6	0,6	2,85	0,67	2,4	0,51
1/45	2,6	0,54	2,15	0,44	2	0,48	1,7	0,4
1/9	0,6	—	0,5	0,08	0,46	0,72	0,28	0,062
1/3	0,13	0,088	0,125	—	0,085	—	0,073	—

2. Bei verschiedener Stromintensität zeigt sich das Maximum der Tragkraft bei um so grösserem Durchmesser des Ankers, je länger derselbe ist und je grösser die Stromintensität *I* ist [1]).

I	Magnet 12″ lang, 1″ dick. Anker 6″ lang. Durchmesser der cylindrischen Anker				
	12/16″	8/16″	6/16″	3/16″	2/16″
36	3,9	4,76	5,1	2,7	2,17
46,6	5,53	7,14	7,3	3,4	2,2
60,1	8,08	10,36	10	3,82	2,4
70	10,29	12,54	11,88	4,1	2,86
81	12,86	16,20	14,9	3,86	2,85
101	16,2	20	17,25	3,76	2,78

[1]) Dub, Elektromagn. S. 345.*

	Magnet 12″ lang, 1″ dick. Anker 12″ lang.					
	Durchmesser der Anker					
I	12/16″	10/16″	8/16″	6/16″	3/16″	2/16″
36	4,69 Pfd.	5,8	6,82	7,24	3,28	2,02
46,6	8,6	9,33	10,83	10,26	3,75	2,5
60,1	12	14,76	16,15	13,8	4,3	2,65
70	18,3	19,2	19,6	15,65	4,36	2,81
81	19,75	22,8	24,8	17,02	4,54	2,65
101	28,87	33,41	27,5	18,65	4,84	2,94

3. Zugespitzte Anker haben eine grössere Anziehung und geringere Tragkraft als nicht zugespitzte Anker von derselben Länge und demselben Durchmesser, aber eine grössere Anziehung und Tragkraft als nicht zugespitzte cylindrische Anker von derselben Berührungsfläche. — Bei grösserer Entfernung des Ankers vom Magnete tritt der Einfluss der Verkleinerung der Berührungsfläche immer mehr zurück.

Magnet 12″ lang, 1″ dick. Anker 6″ lang.

Abstand von der Polfläche	Anker 1″ dick	Anker 1″ dick, conisch zugespitzt [1]	Anker 1/2″ dick
0	3,3 Pfd.	7	4,76
1/180	1,1	2	1,4
1/90	0,9	1,35	0,92
1/60	0,7	0,93	0,65
1/45	0,6	0,7	0,48
1/15	0,27	0,2	0,15
1/9	0,15	0,1	0,084

In ähnlicher Weise beobachtete Nicklès [2]), als er zugleich und getrennt von einander an die beiden Pole eines Hufeisenelektromagnetes, deren einer

[1]) Der conische Anker war auf 1″ von seinem Ende zugespitzt, dass seine Berührungsfläche mit dem Magnet 1/2″ Durchmesser hatte. — [2]) Nicklès, Electro-aimants p. 27.*

eben, der andere convex war, je zwei gerade Ankerstäbe hängte, deren Enden eben, cylindrisch oder convex gefeilt waren, folgende Tragkräfte

	Convexer Pol	Ebener Pol
Convexer Anker	300 Grm.	600 Grm.
Cylindrisch gefeilter Anker .	300 „	540 „
Ebener Anker	610 „	450 „

Es ist also die Tragkraft bei Berührung einer ebenen und convexen Fläche am grössten.

4. Die Anziehung wächst mit der Masse des Ankers und ist im Maximum, wenn die Berührungsflächen des Ankers und Magnetes eben und gleich gross sind, vorausgesetzt, dass der Anker nicht länger ist als der Magnet.

5. In einiger Entfernung ist die Anziehung annäherungsweise dieselbe bei Ankern von gleichem Gewicht. Diese Gleichheit tritt deutlicher hervor, wenn die Grösse der Berührungsfläche dieselbe ist.

Bei den folgenden Versuchen z. B. hatten die verschiedenen Anker gleiche Gewichte:

a Magnet 12″ lang, 1″ dick. *b* Magnet 12″ lang, $^1/_2$″ dick.
Intensität = 20.

Abstand von der Polfläche	Länge der Anker							
	a				b			
	4″	$7^1/_9$″	$12^2/_3$″	16″	4″	$7^1/_9$″	$12^2/_3$″	16″
0	2,5 Pfd.	4	6,6	7,8	4,4	4,7	6,4	6,6
$^1/_{180}$	0,82	1,4	2,1	2,7	1,5	1,45	1,8	1,8
$^1/_{90}$	0,66	1	1,15	1,7	0,98	0,82	1,15	1
$^1/_{60}$	0,56	0,7	1	1,3	0,72	0,7	0,88	0,78
$^1/_{45}$	0,48	0,6	0,7	0,66	0,57	0,5	0,68	0,58
$^4/_{45}$	0,16	0,18	0,16	0,17	0,12	0,12	0,13	0,125
$^1/_9$	0,12	0,14	0,13	0,13	—	—	—	—
$^1/_5$	0,063	0,07	0,066	0,06	—	—	—	—

Die Anziehung verschieden grosser Kugeln von Eisen durch denselben Magnetstab hat Tyndall bei seinem §. 337 beschriebenen Versuchen bestimmt. Bei drei Kugeln von 0,95 Zoll, 0,48 Zoll, 0,287 Zoll Durchmesser und 65,25 Grm., 9 Grm., 1,7 Grm. Gewicht verhielten sich die Intensitäten der Ströme, bei denen sie bei gleicher Belastung der sie tragenden Wage abrissen: erstens als sie unmittelbar auf den Magnet gesetzt

wurden, wie 1 : 2,4 : $(2,4)^2$; sodann, als ein Glimmerblatt zwischen den Magnet und die Kugeln geschoben wurde, wie 1 : 2,25 : $(2,25)^2$. (Vergl. auch Dub §. 337.)

Die Einwirkung der Verkleinerung der Berührungsfläche auf Anziehung und Tragkraft ist wohl durch die Aenderung der Vertheilung des Magnetismus bedingt. Wird auf ein Ende eines magnetischen Stabes ein dünnerer Anker aufgesetzt, so wird ihm freilich durch die Wirkung des Magnetes ein geringeres magnetisches Moment ertheilt, als wenn er die gleiche Dicke mit dem Magnete hat; zugleich ist die Zahl der einander anziehenden Punkte geringer, und deshalb ist die Anziehung in einiger Entfernung kleiner. Wenn der dünnere Anker dagegen bei unmittelbarer Berührung von dem Magnet abgehoben wird, und sich dabei eben so stark neigt wie der dickere Anker, so werden hierbei seine verhältnissmässig stark magnetisirten Randtheile sich weniger weit von der Magnetfläche entfernen, als bei dem dickeren Anker. Zugleich ist bei grösseren Flächen die Berührung verhältnissmässig weniger innig, als bei kleinen. Daher kann die Tragkraft grösser sein bei dünneren Ankern, bis die Verminderung des Momentes durch die Verkleinerung des Durchmessers, auch wohl die dabei leichter eintretende Sättigung wiederum eine Abnahme der Tragkraft hervorruft. Wird die Verminderung der Berührungsfläche ohne wesentliche Verminderung der Masse des Ankers hergestellt, z. B. durch Zuspitzung, so wird sich die dadurch hervorgerufene Zunahme der Tragkraft um so mehr zeigen, da dann die Rückwirkung der grösseren Zahl der von der Berührungsfläche entfernteren magnetisirten Theilchen des Ankers auf die an jener Fläche liegenden bedeutender ist. Da bei grösserer Entfernung des Ankers vom Magnet die Ungleichheiten der Form gegen den Abstand mehr und mehr verschwinden, so ist dann die Anziehung verschieden geformter Anker von gleichem Gewichte nahezu gleich. 344

Eine Verminderung der Anziehung durch die vermeintliche Abstossung der einander berührenden Querschnitte von Anker und Magnet, die sich von ihrer Massenanziehung subtrahiren sollte und bei der Verkleinerung der Berührungsflächen gleichfalls kleiner würde (vgl. §. 332), brauchen wir zur Erklärung der betrachteten Erscheinungen nicht anzunehmen.

Legt man an das eine Ende eines linearen, mit einer Magnetisirungsspirale umgebenen Eisenstabes eine Eisenmasse, so nimmt die Tragkraft desselben am anderen Ende zu [1]). Man kann dies sehr leicht nachweisen, indem man einen Eisenstab vertical in einer Spirale befestigt, oben auf denselben ein Stück Eisen legt, und unten einen mit Gewichten belasteten Anker anhängt, der gerade noch getragen wird. Sobald man die obere Eisenmasse entfernt, fällt der Anker ab. Auf ähnliche Weise beobachtete Nicklès [2]), als er an den einen Pol eines hufeisenförmigen Elektromag- 345

[1]) Magnus, Pogg. Ann. Bd. XXXVIII, S. 439. 1836.* — [2]) Nicklès, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXVII, p. 400. 1853;* Electro-aimants p. 61;* auch vom Kolke, Pogg. Ann. Bd. LXXXI, S. 337. 1850.*

netes entweder keine Armatur von Eisen oder eine solche von 320 und von 590 Grm. legte, dass die Tragkraft des anderen Poles von 250 Grm. bis 435 und 575 Grm. anstieg.

Bei anderen Versuchen wurde ein gerader 0,15 Meter langer Eisenstab, dessen untere Fläche abgerundet war, als Magnet in einer 0,1 Meter langen Magnetisirungsspirale vertical aufgestellt. Auf sein oberes Ende wurden Eisencylinder I bis VII von gleicher Dicke wie der Magnet von 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35 Centimeter Länge gestellt, und nun die Tragkraft am unteren Ende bestimmt, einmal indem ein Stück eines unterhalb mit Gewichten belasteten Eisencylinders mit seiner Cylinderfläche gegen den Magnetpol gelegt wurde, und man die Belastung untersuchte, bei der derselbe bei dem Anlegen gerade noch festgehalten wurde, dann indem nach dem Anlegen desselben die zum Abreissen vom Magnetpole erforderlichen Gewichte beobachtet wurden. Auf diese Weise ergaben sich u. A. in beiden Fällen die Tragkräfte *A* und *B*:

Eisenstäbe auf den Magnet aufgesetzt:

	0	I	II	III	IV	V	VI
A	720	845	1000	1050	1150	1050	1050
B	800	1000	1050	1109	1180	1200	1150

	VI + I	VI + II	VI + IV	VI + VII
A	1000	950	930	890
B	1150	1000	999	940

Werden also die an den Magnet gelegten Stäbe lang, so nimmt die Tragkraft wieder ab.

Der Grund dieser Erscheinung liegt darin, dass die an den Magnet gelegten Eisenmassen durch denselben magnetisirt werden und die in ihnen gerichteten Theilchen auf den Elektromagnet selbst rückwirken und auch seine Theilchen stärker richten als vorher. Dadurch nimmt die Tragkraft bis zu einer Grenze zu.

Da aber zugleich die Vertheilung der magnetischen Momente in der ganzen vereinten Eisenmasse beim Anlegen längerer Eisenstäbe an das obere Ende des Magnetes sich ändert, und der Punkt, in dem das Maximum jener Momente eintritt, immer mehr von dem unteren Ende des Magnetes in die Höhe rückt, so nimmt hierdurch im Gegentheil die Tragkraft ab. Diese Erscheinung zeigt sich indess erst deutlich, wenn die Zunahme der Magnetisirung des Magnetes bei weiterer Vermehrung der angelegten Eisenmassen nur noch gering ist.

Diese Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Theilen eines magnetisirten Systems von Eisenmassen zeigt sich auch bei einigen Versuchen von vom Kolke, bei denen er ein Eisenstäbchen von den Polen eines hufeisenförmigen Elektromagnetes abriss (s. §. 346).

Wurden die beiden Schenkel des Magnetes durch Ströme von verschiedener Intensität entweder in gleichem oder entgegengesetztem Sinne erregt, so ergab sich die Tragkraft T an entsprechenden Punkten der Polflächen:

Intensität	I	176	364	577	700
Pole gleichnamig	T	9,1	27,3	42,5	53
Pole ungleichnamig	T	35,5	57,5	83,3	101,2

Die durch den Magnetismus des einen Schenkels auf den anderen Schenkel ausgeübte magnetisirende Wirkung ist also bei schwächeren Magnetisirungen viel grösser, als bei stärkeren.

Bei Stahlmagneten zeigt sich die Zunahme der Tragkraft des einen Poles durch Anlegen von Eisenmassen an den anderen gar nicht oder nur sehr schwach, da hier die Rückwirkung der magnetisirten Eisenmassen auf den Stahlmagnet sich, wenn auch merklich (vergl. §. 350), doch nur in sehr geringer Stärke bis zum anderen Pole erstreckt.

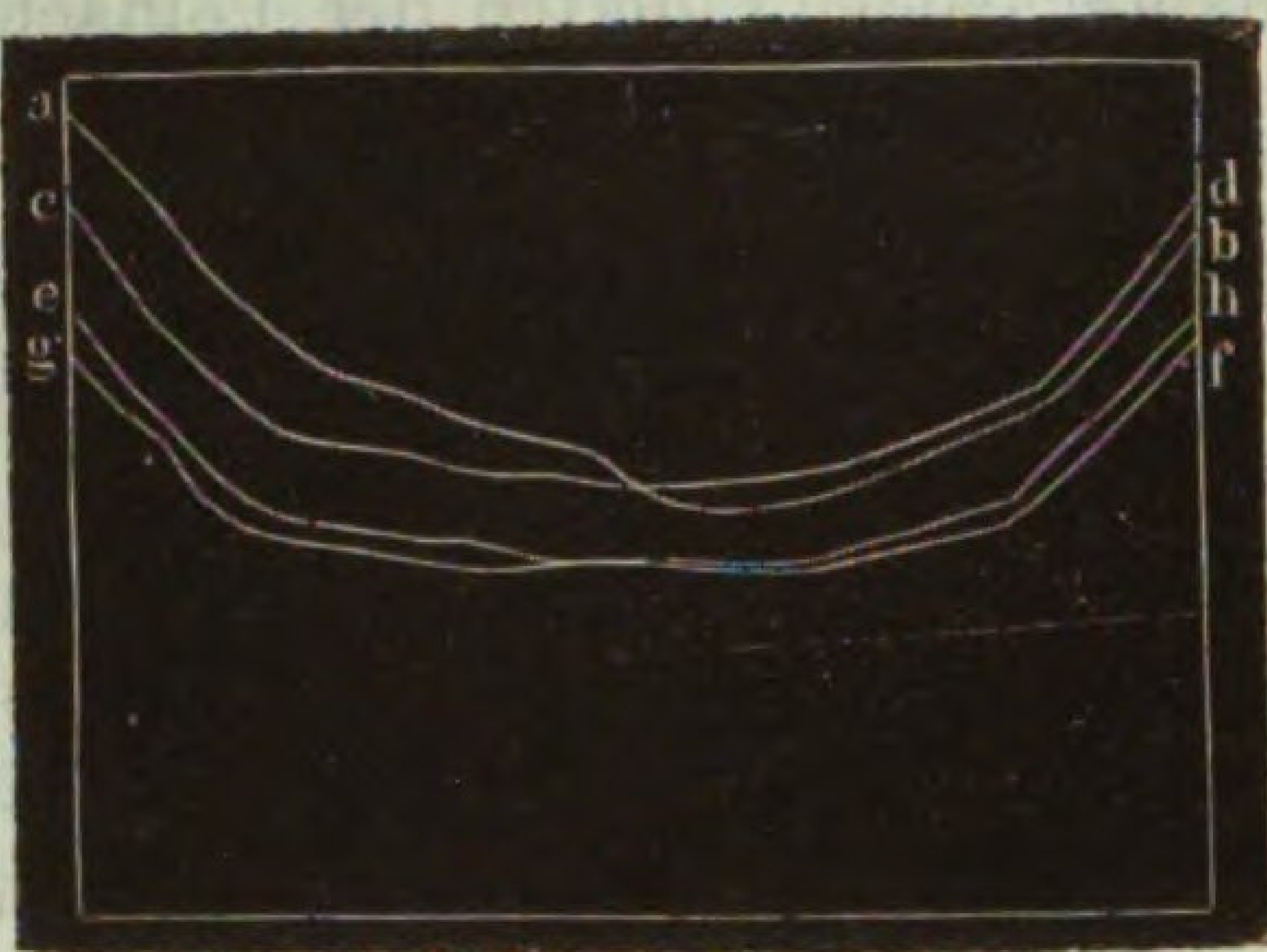
Die Tragkraft verschiedener Stellen des Querschnittes eines Elektromagnetes gegen einen Eisenanker ist von vom Kolke [1]) bestimmt worden. 346
Er bediente sich dazu eines hufeisenförmigen Elektromagnetes von 84 Kilogramm Gewicht, dessen Schenkel 102^{mm} Durchmesser hatten. Der Abstand beider Pole betrug 284^{mm}. Jeder Schenkel war mit 4 Lagen von je 92 Windungen eines $4{,}36^{mm}$ dicken Kupferdraths umwunden. Auf die Polfläche des Magnetes wurde ein 1,7 Gr. schweres, 16^{mm} langes, $4{,}5^{mm}$ dickes, am Ende zugespitztes Eisenstäbchen aufgesetzt, welches an dem einen Ende eines Wagebalkens hing, und durch Bleischrot abgerissen, welches auf die am anderen Ende des Wagebalkens hängende Schale geschüttet wurde. Das Gewicht des Schrotes gab ein Maass für die Tragkraft der mit dem Stäbchen berührten Stelle der Polfläche.

Hätte der Magnet nur einen Schenkel gehabt, so wäre die Anziehung des Stäbchens in der Mitte seiner Polfläche am schwächsten, am Rande am bedeutendsten und ringsum die Mitte gleich gewesen. Bei dem hufeisenförmigen Magnet wird aber der Punkt des Minimums der Anziehung verschoben, und zwar gegen die dem zweiten Pol zuliegende Seite, wenn beide Pole ungleichnamig, nach der entgegengesetzten Seite, wenn beide gleichnamig magnetisirt sind. Auch besitzt im ersten Falle der Magnetpol das Maximum der Anziehung am Rande zunächst dem benachbarten Pol, im zweiten an einem gerade diametral gegenüberliegenden Punkte. Die in beiden Fällen an verschiedenen Stellen der axialen, die Mittelpunkte beider Pole verbindenden Linie stattfindenden Anziehungen auf dem Magnetpol sind durch die Ordinaten der Curven *ab* und *ef*, Fig. 182 (a. f. S.), die in der darauf senkrechten durch den Mittelpunkt der Polfläche gehenden Linie durch die Ordinaten der Curven *cd* und *gh* angegeben. — Wird nur ein Schenkel des Magnetes durch einen herumgeleiteten Strom erregt, so zeigt sich

[1]) vom Kolke l. c.

auf dem Pol dieses Schenkels, so wie auf dem des nicht erregten nahe zu dieselbe Vertheilung des Magnetismus; nur ist derselbe auf dem letzteren schwächer. Im Allgemeinen flachen sich indess die die Vertheilung bezeichnenden Curven ab, je schwächer die Magnetisirung ist, so dass in diesem Falle das Verhältniss des Maximums und Minimums des Magnetismus auf der Polfläche kleiner wird.

Fig. 182.



Wurden auf den Magnet zwei parallelepipedische Halbanker (189mm lang, 67,5mm breit, 27mm hoch) aufgelegt und die Tragkraft des einen Halbankers in der Mitte und an einer dem gegenüberliegenden Halbanker zunächst liegenden Ecke bestimmt, so wuchs dieselbe mit Annäherung der Halbanker an einander sehr schnell. Sie muss indess endlich ein Maximum erreichen, da bei unmittelbarer Berührung der Halbanker, oder bei Ersetzung derselben durch einen ununterbrochenen parallelepipedischen, beide Pole verbindenden Anker in der Mitte zwischen den Polen eine Indifferenzstelle sich herstellt, von der aus nach beiden Polen die Tragkraft erst schnell, dann langsamer zunimmt. Indess selbst wenn die Halbanker bis auf 2mm einander genähert wurden, war jenes Maximum noch nicht erreicht.

Sind beide Pole mittelst eines parallelepipedischen Ankers verbunden und die Pole gleichnamig erregt, so ist mit Ausnahme der stärker polaren Kanten die Tragkraft in der ganzen Länge des Ankers nahezu gleich. Wird nur ein Pol erregt, so nimmt die Tragkraft des Ankers von diesem Pol bis zur Kante des zweiten nicht erregten Poles ab. Ueber demselben selbst zeigt sich keine Anziehung gegen das Eisenstäbchen.

Diese Versuche sind geeignet, ein Bild von der Vertheilung der magnetischen Momente in dem Magnet und Anker zu geben. Da indess bei dem Aufsetzen des Eisenstäbchens auf die verschiedenen Stellen des Magnetes und Ankers die magnetische Vertheilung in denselben geändert wird, indem das Eisenstäbchen als ein Theil des ganzen magnetisirten Systems zu betrachten ist, so werden die erhaltenen Zahlen kaum zu einer genaueren Berechnung geeignet sein, um so mehr, als der Magnetismus des Eisenstäbchens an den verschieden stark magnetischen Stellen des Magnetes sich mehr oder weniger einem Maximum nähert.

Nähert man statt eines längeren Eisenstäbchens eine runde Platte von Eisenblech der Mitte der Polfläche eines Magnetes, so findet keine Anziehung statt, wenn die Polfläche verhältnissmässig gross gegen die Platte ist[1]). Selbst in einer Entfernung von 1mm zeigt sich kaum eine

[1]) De la Rive, Compt. rend. T. XX, p. 1290. 1845.*

Anziehung. Der Grund hiervon scheint einfach der zu sein, dass durch die Annäherung des längeren Eisenstäbchens sich die Vertheilung der magnetischen Momente im Magnet ändert, so dass jetzt auch die mittleren Theile eine merkliche Polarität erhalten; die dünne Eisenplatte ruft dagegen eine solche Aenderung nicht hervor, da sie, wenn sie durch die schwache Polarität in der Mitte des Magnetes eine geringe Magnetisirung in der Richtung ihrer Dickendimensionen erhält, doch wegen des geringen Abstandes ihrer beiden entgegengesetzt polaren Flächen kaum eine Anziehung und verstärkende Rückwirkung auf den Magnetismus des Magnetes selbst ausüben kann.

Die Anziehung A und Tragkraft T, welche die der magnetischen 347
Axe eines elektromagnetischen Eisenstabes parallelen Seitenflächen desselben besitzen, ist von Dub[1]) untersucht worden.

Die Eisenstäbe waren so mit Spiralwindungen umgeben, dass zwischen je zwei Windungen ein kleiner Zwischenraum sich befand. An den Stäben war der Länge nach eine 4‴ breite ebene Fläche geschliffen, auf welche ein 2″ langer, $^1/_2$″ dicker Eisenstab gesetzt wurde, der unten sich zu einer $^1/_4$″ im Durchmesser habenden kreisrunden Endfläche zuspitzte. Diese Fläche wurde entweder direct oder nach Aufkleben eines Blättchens Papier von der Seitenfläche des Eisenstabes abgerissen. Die denselben magnetisirenden Strom war so schwach, dass noch keine Sättigung des Ankers eintreten konnte. Auf diese Weise fand Dub, wenn die Intensität des magnetisirenden Stromes $= I$
der Abstand der Stelle, auf die der Anker aufgesetzt wird, vom
Ende des Magnetes $= E$
die Tragkraft . $= T$
die Anziehung . $= A$
ist,

bei einem 2′ langen, 1″ dicken Stab;
Intensität = 12:

$I = 12$			$I = 7$		$I = 20$	
E	T	$const\sqrt{E}+\sqrt{T}$	A	$const\sqrt{E}+\sqrt{A}$	A	$const\sqrt{E}+\sqrt{A}$.
0,125	64 Lth.	10,3144	160	14,06	86	10,335
2,25	34	11,6568	64	14	34	10,331
4,5	29	13,1751	30	13,75	16	10,364
6,75	9,5	13,1746	11	13,7	7,5	10,533
9	2,625	13,6202	3	13,7	2,06	10,435
11,125	0,188	13,4819	0,3	13,89	0,25	10,5
12	0	13,7564	0	13,89	0	10,4.

Aehnliche Resultate ergaben sich an einem anderen Stab.

Auch an der breiten Seite eines permanent magnetisirten Stahlmag-

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 64. 1858; Elektromagn. S. 270.*)

netes von 21″ Länge, 1½″ Breite und ⅜″ Dicke hat Dub dieses Verhältniss geprüft. Er erhielt u. A.:

E	⅛″	1″	2″	3″	4″	5″	6″	7″	10,5″
T	3,3	1,8	1,1	0,65	0,45	0,25	0,16	0,06	0
$C\sqrt{E}+\sqrt{T}$	1,89	1,8	1,9	1,84	1,87	1,84	1,87	1,83	1,94

Indem nun Dub nach seinen §. 307 ausgeführten Sätzen den an jeder Stelle der Stäbe „erregten" Magnetismus (der also dem Moment der Theilchen daselbst proportional wäre), proportional setzt der Quadratwurzel des Abstandes dieser Stelle vom Ende des Stabes, die Anziehung und unter Berücksichtigung der störenden Umstände auch die Tragkraft proportional annimmt dem Quadrat des an derselben Stelle vorhandenen freien Magnetismus, kommt er nach diesen Versuchen zu dem Satz:

Die Summe des „erregten" und „freien" Magnetismus ist an jeder Stelle der Stäbe constant. — Da der freie Magnetismus in der Mitte des Stabes Null ist, wo der „erregte" Magnetismus im Maximum ist, so wäre hiernach auch der freie Magnetismus an jeder Stelle proportional der Differenz des in der Mitte des Stabes und an der untersuchten Stelle erregten Magnetismus.

Bezeichnet man aber die durch die Länge der Projectionen der magnetischen Axen der Moleküle auf die Axe der Stäbe dividirten Momente derselben, also die in ihnen erregten Magnetismen mit $\pm m_1$, $\pm m_2 \ldots \pm m_n$, so sind die an den Berührungspunkten der Moleküle vorhandenen freien Magnetismen $m_1 - m_2, m_2 - m_3, \ldots m_{n-1} - m_n$; also ihre Summe $S = m_1 - m_n$. Es muss also die Summe der freien Magnetismen von der Mitte des Stabes bis zum nten Molekül der Differenz der erregten Magnetismen des in der Mitte desselben liegenden und des nten Moleküls gleich sein. — Sollte nach dem Satz von Dub dasselbe Verhältniss für den freien Magnetismus $f = m_{n-1} - m_n$ am nten Molekül bestehen, so müsste derselbe auch der Summe S proportional sein. Es führte diese Bedingung auf die Gleichung

$$af = \int_0^f f\,dx, \text{ oder } f = e^{\frac{x}{a}} + Const,$$ wo x der Abstand des Moleküles des Stabes von seiner Mitte, a eine Constante ist. Die freien Magnetismen müssten dann einer logarithmischen Linie, nicht einer Parabel entsprechen, wie es aus dem Satz von Dub hervorgeht.

Ueberdies möchte bei den vorliegenden Versuchen auch kaum die Anziehung vollständig dem Quadrat des freien Magnetismus an den einzelnen Stellen des Stabes entsprechen. Die Axe des auf die Seitenflächen des Stabes aufgesetzten Ankers steht vertical auf der Axe des letzteren. Wird also in dem Anker Magnetismus durch den freien Magnetismus der Stäbe erregt, so werden dadurch die Moleküle desselben, deren Axen auch auf der Axe des Ankers mehr oder weniger vertical stehen, abgelenkt, sie kehren sich mit ihren einen Enden dem Anker zu. Es vermehrt sich dadurch die Anzie-

hung. So wird dieselbe nicht dem Quadrat des freien Magnetismus entsprechen, sondern verhältnissmässig stärker sein. Deshalb findet auch Dub, wenn er die von Coulomb beobachteten freien Magnetismen der Stahlstäbe seinen aus der Anziehung abgeleiteten Sätzen anzupassen versucht, dieselben an den Enden der Stäbe zu klein, und man braucht darum die Genauigkeit der Versuche von Coulomb noch nicht zu bezweifeln. Vielmehr möchte, wie schon die §. 307 citirten Sätze, so auch dieser von Dub ausgesprochene Satz eine recht bequeme, praktische Darstellung der Versuchsresultate innerhalb gewisser Grenzen liefern, nicht aber der wahre theoretische Ausdruck der Vertheilung der freien Magnetismen sein. Der letztere möchte doch wohl durch die von Biot aufgestellte, durch Green auf theoretischem Wege abgeleitete und indirect durch die Versuche von Lenz und Rees über die Momente der einzelnen Theile der Stäbe bestätigte Formel der Kettenlinie gegeben sein.

Eine ganz ähnliche Abweichung der Anziehungserscheinungen an den 348
Seitenflächen des Magnetes von den aus dem Biot'schen Gesetz berechneten Werthen zeigen auch die Versuche von Lamont[1]). Er hängte an einem Coconfaden von der Länge l kleine Eisenstückchen vom Gewicht e auf, und knüpfte an dieselben einen zweiten, unterhalb mit einem Gewicht p belasteten Faden. Der ganze Apparat wurde den verschiedenen Stellen eines senkrecht gegen den magnetischen Meridian liegenden Stahlmagnets genähert, so dass das Eisenstückchen von ihm angezogen wurde. Sodann wurde durch eine Schraube der Aufhängepunkt des Fadens von dem Magnet entfernt, bis das Eisenstückchen abriss. Ist jetzt nach dem Abreissen, wo die Fäden senkrecht hängen, der Abstand des Eisenstückchens vom Magnet gleich s, so ist das zum Losreissen erforderliche Gewicht P:

$$P = (p + e + f)\frac{s}{l},$$

wo f das Gewicht des unteren Fadens bezeichnet.

Nach mehrfachen Correctionen, welche darauf Bezug haben, dass die Anziehung stets etwas kleiner ist, als dem Quadrat der magnetisirenden Kraft entsprechen würde, und in Betreff deren wir auf die Originalabhandlung verweisen müssen, berechnet Lamont aus den Anziehungen bei drei Stahlstäben an je sechs zwischen der Mitte und den Enden liegenden, gleich weit von einander entfernten Punkten die daselbst vorhandenen freien Magnetismen. Die Stäbe waren aus ungehärtetem Stahl und cylindrisch. Die Stäbe I. und II. waren 507,6^{mm} lang und 24,2^{mm} dick, Stab III. 341,5^{mm} lang und 14,66^{mm} dick.

Es ergab sich so der freie Magnetismus M:

1) Lamont, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 354 u. 364. 1851.

Abstand von der Mitte *A*	I. *M*	II. *M*	III. *M*	*A*	I. *M*	II. *M*	III. *M*
+ 6	39,0	24,1	49,0	—1	— 4,8	— 2,0	— 3,0
+ 5	25,8	13,5	33,7	—2	—10,3	— 4,0	—11,9
+ 4	20,1	8,7	25,9	—3	—14,1	— 6,0	—20,9
+ 3	14,7	5,3	19,2	—4	—19,3	— 9,1	—29,2
+ 2	10,8	3,8	13,2	—5	—25,8	—13,8	—35,8
+ 1	5,3	2,2	8,0	—6	—38,3	—24,8	—52,5
0	0,7	0,7	2,6				

Berechnet man diese Vertheilung von *M* nach der Formel von Biot, $M = Am^x - Bm^{-x}$, in welcher die Constante *B* eingesetzt ist, da die Stahlstäbe an beiden Polen nicht ganz gleich starke Polarität zeigen, so findet man bis auf die Enden der Stäbe eine gute Uebereinstimmung. Nur an den Enden sind die berechneten Werthe etwa um $^1/_6$ zu klein.

Indess findet hier wieder die schon oben §. 347 hervorgehobene Rückwirkung des temporären Magnetismus des Eisenstückchens auf den permanenten Magnetismus der Stahlstäbe statt. — Diese Rückwirkung zeigt sich sehr deutlich bei dem folgenden Versuche von Lamont. Es lässt sich leicht berechnen, dass eine unbegrenzte magnetische Fläche auf einen benachbarten Magnet keine Anziehungs- und Abstossungserscheinungen ausüben kann, indem die Wirkungen auf beide Pole sich aufheben. So hätte auch, als Lamont ein Stückchen dünnen Eisendrathes von etwa $^1/_2$ Linie Länge auf die 34 Linien breite Fläche eines grossen Magnetstabes auflegte, keine Wirkung eintreten sollen. Dennoch wurde das Eisenstückchen angezogen.

Auch vom Kolke (l. c.) hat die Anziehung von Eisen durch die Seitenflächen eines Stahlmagnetes untersucht. Er riss ein an einer Wage hängendes Eisenstäbchen von den verschiedenen Punkten eines 9^{mm} dicken, 38^{mm} breiten und 610^{mm} langen Magnetstabes ab, welcher in horizontaler Lage senkrecht gegen den magnetischen Meridian befestigt war. Er fand folgende Tragkräfte:

Abstand von dem einen Ende:	Auf der Mittellinie der breiten Seitenfläche:	Auf der Mittellinie der schmalen Seitenfläche:	Auf der Kante während der Stab flach auflag:	Auf der Kante während die Kante nach oben gekehrt war:
305	0 Grm.	0	0	0
203,4	6,1	8	8,7	5,5
101,7	12,1	17	17,5	10
45,2	19,6	26,5	27,5	15
0	35,3	39,8	46,5	27,9

Es ist also die Tragkraft des Magnetstabes an den Kanten und den schmalen Flächen grösser als auf den breiten Flächen.

IV. Verhalten der Magnete, deren Axe eine in sich geschlossene Curve bildet.

Bildet die Axe eines Magnetstabes einen in sich geschlossenen Kreis, 349
so wird derselbe nach aussen hin gar keine Wirkung äussern können, wenn die magnetischen Momente aller auf einander folgender Theilchen gleich sind, also alle gleichen magnetisirenden Kräften unterworfen sind. Auf diese Weise übt ein in sich geschlossener und mit Kupferdrath umwickelter Eisenring beim Hindurchleiten des Stromes durch die Drathwindungen weder elektromagnetische noch magnetische Wirkungen aus.

In ganz ähnlicher Weise hat Dove [1]) beobachtet, dass, wenn man in einen hohlen Eisencylinder, z. B. einen Flintenlauf, einen gut hineinpassenden magnetisirten Stahlstab hineinschiebt, das System von beiden nach aussen fast gar keine magnetische Wirkungen zeigt. Es zieht beide Pole der Magnetnadel an beiden Enden gleichmässig an, stellt sich, frei aufgehängt, nicht von Nord nach Süd u. s. f. Dies liegt daran, dass der Eisencylinder als Anker des Stahlmagnetes dient, und daher in ihm eine gleich starke, aber entgegengesetzt gerichtete Magnetisirung wie die des Stahlstabes erzeugt wird.

Legt man in den hohlen Eisencylinder einen mit einem Kupferdrath umwundenen geradlinigen elektromagnetischen weichen Eisenstab ein, so ist die Wirkung des letzteren nicht völlig aufgehoben, da bei der weiteren Entfernung der Ränder des Eisenstabes und des Cylinders die entgegengesetzte Polarität des letzteren nicht so stark auftreten kann.

Auch wenn man durch die Mitte eines Stahlringes oder einer in der Mitte durchbohrten Stahlplatte einen Kupferdrath führt, durch diesen einen galvanischen Strom leitet und sodann den Kupferdrath entfernt, zeigt der Ring oder die Platte nach aussen durchaus keinen Magnetismus. Bricht man dieselben aber in zwei Hälften, so zeigen die Enden dieser Hälften die magnetische Polarität, welche sie erhalten hätten, wenn sie einzeln der Wirkung des Stromes im Kupferdrath ausgesetzt gewesen wären. Solche Magnete bezeichnet man mit dem Namen der Transversalmagnete [2]).

Dass auch ein gewöhnlicher Stahldrath, durch den man direct einen Strom leitet, sich in ähnlicher Weise magnetisirt, wie die Transversalmagnete, werden wir im Capitel „Einfluss der Torsion auf den Magnetismus“ auseinandersetzen.

Ist das Moment der einzelnen Theile eines in sich geschlossenen, transversal magnetisirten Ringes nicht gleich, so wird sich an den Stel-

[1]) Dove, Pogg. Ann. Bd. XLIII, S. 517. 1838.* — [2]) Vergl. Gay-Lussac et Welter, Démonferrand, Lehrbuch. Deutsch v. Fechner 1823. S. 179;* Erman, Denkschr. der Berl. Akad. 1820 bis 1821. S. 338;* van Beck, Gilb. Ann. Bd. LXXII, S. 24. 1822.*

len, wo eine Aenderung der Momente statthat, freier Magnetismus zeigen. Dies geschieht z. B., wenn man die Pole eines hufeisenförmigen Elektromagnetes mittelst eines Ankers verbindet (vgl. §. 328 und 346). — Das magnetische Moment eines solchen geschlossenen Systems kann man an den verschiedenen Stellen untersuchen, einmal, indem man um dieselben eine Inductionsrolle legt, und dann den magnetisirenden Strom öffnet, sodann, indem man das System an einer Stelle zerreisst, oder, da dies unmöglich wäre, an zwei correspondirenden Stellen zerschneidet, und an diesen die beiden Hälften von einander trennt, wie z. B. beim Abheben eines Ankers von einem hufeisenförmigen Elektromagnet, sei es direct, sei es nach Zwischenlegung eines Blättchens Papier. Es ist dann wie früher die Tragkraft (nach Abzug der Fehlerquellen) und Anziehung dem Quadrat der magnetischen Momente der Theilchen an der Berührungsstelle gleich.

350 Da in einem geschlossenen und magnetischen Kräften unterworfenen System von Magnet und Anker jedes magnetische Theilchen auf beiden Seiten andere magnetische Theilchen findet, die seinen Polen mehr oder weniger stark die freundschaftlichen Pole zuwenden, so wird durch die Wechselwirkung derselben die Einstellung ihrer Axen in der Richtung der Axe des Systems viel vollständiger zu Stande kommen, als wenn das System an irgend einer Stelle unterbrochen ist; die zum Zerreissen desselben erforderliche Kraft ist grösser im ersten Falle als im zweiten.

Dies zeigt sich sehr deutlich durch Versuche von Magnus[1]). Zwei verticale weiche Eisenstäbe, welche parallel neben einander gestellt und von Spiralen umgeben waren, durch die der Strom so geleitet wurde, dass der eine Stab am unteren Ende einen Nordpol, der andere einen Südpol erhielt, trugen an ihren unteren Enden zusammen kaum einen 3 Pfund schweren, dieselben verbindenden Anker. Wurden die oberen Enden der Stäbe aber durch einen zweiten Anker verbunden, so konnte der untere Anker mit etwa 40 Pfund belastet werden, ehe er abriss. Selbst als die Endflächen eines 6 Fuss langen Hufeisens von weichem Eisen an die oberen Enden der Stäbe gelegt wurden, vermehrte sich noch ihre Tragkraft.

Schon das Anlegen grösserer getrennter Eisenmassen an dieselben bewirkt dasselbe in geringerem Grade (vgl. §. 345).

Diese Zunahme der gemeinsamen Tragkraft T_2 beider Pole eines Elektromagnetes gegen die eines Poles T_1 allein, zeigen auch einige Versuche von Nicklès[2]), bei denen er cylindrische Anker mit ihrer Cylinderfläche gegen einen oder beide Pole eines elektromagnetisirten Hufeisens legte und sie abriss. Es ergab sich u. A. bei verschiedenen Stromintensitäten:

[1]) Magnus, Pogg. Ann. Bd. XXXVIII, S. 437. 1836.* — [2]) Nicklès, Electro-aimants S. 86;* vergl. auch ältere Versuche von Henry u. Ten Eyk. Gehler's phys. Wörterb. Bd. VI, S. 706; ganz ähnliche Versuche auch von Müller, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 547. 1858.*

	ein Pol T_1	beide Pole T_2	$\frac{T_2}{T_1}$
$I = 76$	600 Grm.	5100 Grm.	8,3
$I = 135$	2500	7500	3
$I = 219$	2600	10700	4,1

Dass der grösste Unterschied zwischen der Tragkraft eines und beider Pole sich namentlich bei Magnetisirung durch schwache Ströme zeigt, ist durch das schnelle Eintreten der Sättigung bei stärkeren Strömen zu erklären.

Der folgende Versuch zeigt gleichfalls die Rückwirkung des Magnetismus des Ankers auf den des Magnetes: Verbindet man die Pole einer Säule mit der Magnetisirungsspirale eines Elektromagnetes und schaltet in den Schliessungskreis ein Galvanometer ein, so weicht die Nadel um einen bestimmten Winkel ab. Sobald man den Anker auflegt, geht die Nadel für einige Augenblicke zurück, indem die Vermehrung des Magnetismus des Elektromagnetes an jeder Stelle einen einige Zeit dauernden inducirten Strom im Drathe der Magnetisirungsspirale hervorruft, welcher dem ursprünglichen Strom entgegengerichtet ist.

Bei permanent magnetisirten hufeisenförmigen Elektromagneten von Stahl ist diese wechselseitige Richtung der Theilchen viel schwächer. Dies ergiebt ein Versuch von Magnus [1]). Ein Stahlmagnet hielt seinen, beide Pole berührenden Anker mit einer Tragkraft von 10 Pfund fest, ein Elektromagnet mit einer Tragkraft von 140 Pfund. Dennoch besass jeder einzelne Pol des ersteren für sich eine grössere Tragkraft, als jeder einzelne Pol des letzteren.

Sehr deutlich zeigt sich dies auch bei dem Verfahren von Sinsteden [2]), durch welches er die Tragkraft seiner Magnete zu vermehren suchte. Legt man in einiger Entfernung von den Polen ein kleines Eisenstäbchen quer über die Schenkel eines Stahlmagnetes, so wird dadurch die Tragkraft des Magnetes bedeutend erhöht, indem durch das Eisen hindurch die gegenseitige Richtung der an den Polen stark gerichteten Stahltheilchen auf einander viel stärker stattfindet, als durch die Stahlmasse des Magnetes.

Dass indess dennoch auch bei den Stahlmagneten eine, wenn auch schwächere richtende Rückwirkung der magnetischen Theilchen des Ankers auf die des Magnetes stattfindet, ergiebt sich sehr gut aus folgendem Versuch von Sinsteden [3]).

Legt man an einen hufeisenförmigen Stahlmagnet einen flachen Anker

1) Magnus l. c. — 2) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 207. 1849.* — 3) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 196. 1849.*

von einer Seite, so werden durch die Magnetisirung desselben die Theilchen des Stahlstabes so gerichtet, dass sie ein wenig der magnetischen Anziehung der Theilchen des Ankers folgen. Legt man jetzt von der anderen Seite gleichfalls einen flachen Anker an den Magnet, so haftet dieser viel weniger stark am Magnet als der erste Anker, da die durch die Wirkung des ersten Ankers gerichteten Theilchen durch die Reibungswiderstände gehindert werden, ihre Lage zu verlassen, und der Anziehung der durch den Magnet magnetisirten Theile des zweiten Ankers zu folgen. Erst wenn man den zweiten Anker wiederholt auf die scharfe Kante gebogen, und wieder mit seiner Fläche angelegt hat, ist die Anziehung gegen diesen Anker ebenso stark oder sogar stärker, wie gegen den ersten, indem einmal hierbei Erschütterungen eintreten, durch welche die Theilchen des Stahlmagnets beweglicher werden, dann auch die Richtung der Theilchen an der Kante des zweiten Ankers bedeutender ist, als auf der Fläche des ersten, und so die Theilchen des Magnetes gleichfalls durch jenen stärker gerichtet werden.

Sind die beiden Schenkel eines Hufeisenmagnetes in entgegengesetztem Sinne durch die herumgeleiteten Ströme magnetisirt, so dass ihre Enden gleichnamige Pole zeigen, so verhalten sie sich im Wesentlichen wie zwei getrennte geradlinige Magnetstäbe.

Haben sich in einem geschlossenen Kreise von Eisen die magnetischen Moleküle nach der Einwirkung eines an allen Stellen im gleichen Sinne die Moleküle richtenden Stromes durch ihre gegenseitige Anziehung besonders stark in ihre magnetischen Lagen geordnet, so kann man selbst den magnetisirenden Strom aufheben, ohne dass die Moleküle sogleich ihre Stellung völlig verlassen. Es bleibt in dem geschlossenen Kreise ein Residuum von remanentem Magnetismus übrig.

Legt man daher an einen hufeisenförmigen Elektromagnet einen nicht zu schweren Anker, und öffnet den magnetisirenden Strom, so bleibt der Anker noch am Magnet hängen. So beobachtete zuerst Sturgeon [1]), dass ein hufeisenförmiger Elektromagnet, der seinen, mit den daran hängenden Gewichten 75 Pfd. schweren Anker während der Dauer des magnetisirenden Stromes trug, auch nach Aufhebung desselben noch 20 Pfd. mit dem Anker tragen konnte.

Dieses findet sogar, wenn auch in geringerem Grade statt, wenn Anker und Magnet durch einen Papierstreif [2]) oder ein Glimmerblatt von einander getrennt sind. Man kann dabei den Magnet von weichem Eisen nach dem Vorlegen des Ankers, statt durch den herumgeleiteten Strom, auch durch Streichen mit einem Stahlmagnet magnetisiren [3]).

Wenn man daher einen Elektromagnet erst durch einen starken Strom erregt und dann die Intensität des letzteren allmälig bis auf einen Werth I

[1]) Sturgeon, Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 637. 1832;* Ann. of Phil. 1826. T. XII, p. 217. — [2]) Dove, Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 462. — [3]) Watkins, Phil. Trans. 1833. T. II, p. 333; Pogg. Ann. Bd. XXXV, S. 208.

vermindert, so vermag derselbe bei dieser Intensität in Folge des remanenten Magnetismus einen viel stärker belasteten Anker zu tragen, als wenn man den Elektromagnet nur direct durch den Strom von der Intensität I erregt hätte [1]).

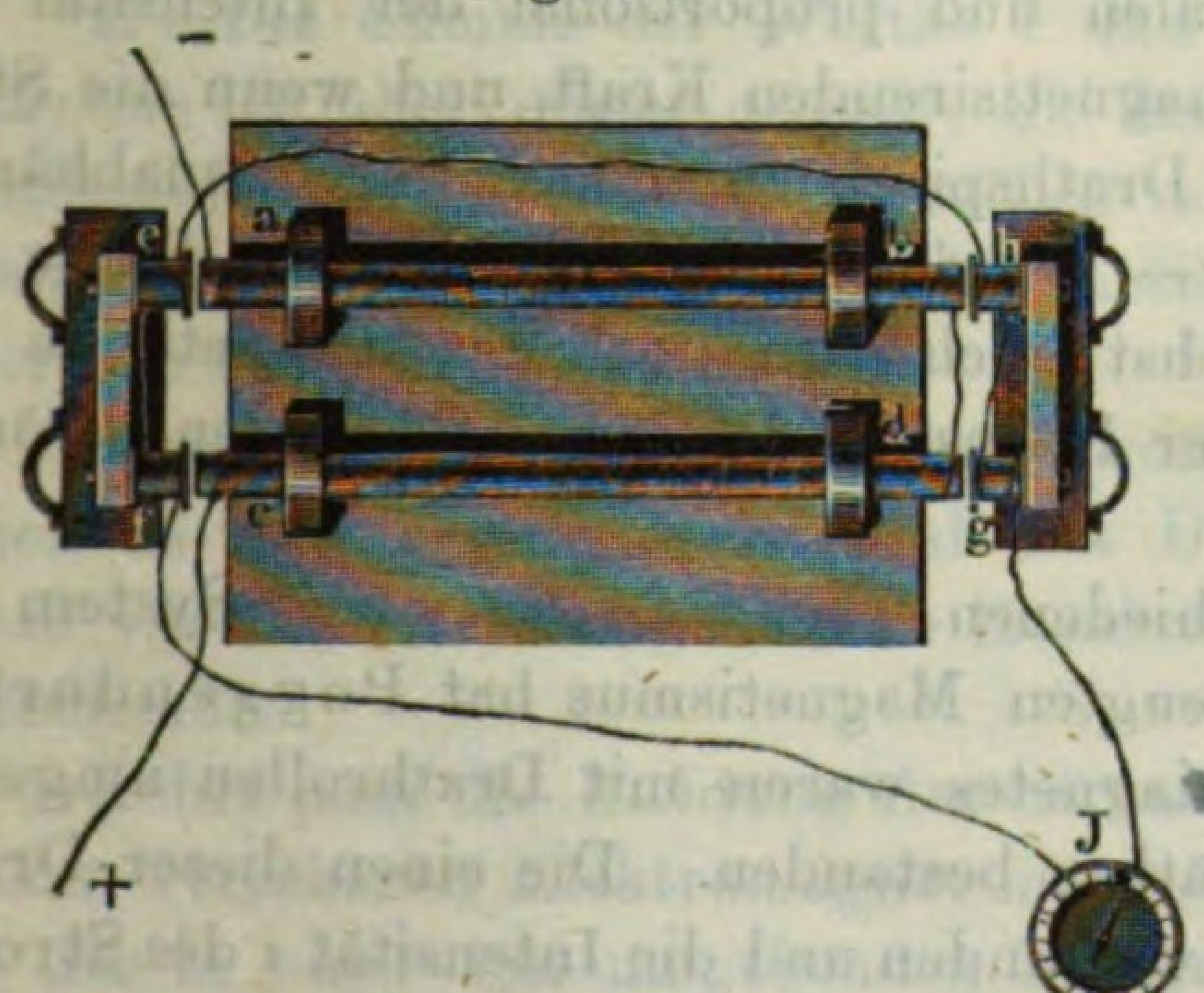
Unterbricht man aber die Continuität des in sich geschlossenen magnetisirten Eisenkreises, so hört die gegenseitige Einwirkung der magnetischen Moleküle auf einander an der Unterbrechungsstelle auf; sie kehren in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zum grössten Theil zurück, der Elektromagnet behält nur mehr oder weniger permanenten Magnetismus bei.

Hat man daher einmal den nach Unterbrechung des magnetisirenden Stromes noch an einem hufeisenförmigen Elektromagnet haftenden Anker abgerissen, so vermag derselbe den Anker bei wiederholtem Anlegen meist nicht mehr zu tragen, und man bemerkt höchstens eine schwache Anziehung desselben, die bei wiederholtem Fortnehmen des Ankers bis zu einem gewissen Grade auch noch durch die dabei erfolgenden Erschütterungen verschwindet.

Die mit wachsender magnetisirender Kraft erfolgende Zunahme des 351
gesammten temporären Magnetismus in einem geschlossenen Kreise von weichem Eisen haben Lenz und Jacobi [2]) auf folgende Weise bestimmt.

Gegen zwei weiche Eisenstäbe *ab* und *cd*, Fig. 183, welche der Länge nach mit Spiralen umgeben waren, wurden zwei hufeisenförmige Anker *ef* und *gh* gelegt, welche aus zwei an einem eisernen Querstück befestigten Eisencylindern bestanden, die mit Inductionsspiralen umwickelt waren, welche mit dem Galvanometer in Verbindung standen. Nach der Messung der Intensität des um die Stäbe *ab* und *cd* herumgeleiteten Stromes an einer elektromagnetischen Wage wurden beide Anker *ef* und *gh* gleichzeitig von den Stäben *ab* und *cd* abgerissen und der Inductionsstrom gemessen, dessen Intensität I dem im Anker verschwundenen temporären magnetischen Moment proportional war, wenn man von den Inductionswirkungen absieht, welche durch das Verschwinden des Magnetismus in den die Anker verbindenden Eisenstäben hervorgerufen waren.

Fig. 183.



Es ergab sich die Intensität I der Inductionsströme:

[1]) Vergl. u. A. Joule, Sturgeon, Ann. of El. T. V, p. 187 u. 471. — [2]) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LXI, S. 266. 1844.

Länge der Stangen	Anzahl der Windungen n	I	$1000 \frac{I}{n}$
3′	946	0,90333	0,955
$2\frac{1}{2}$	789	0,71823	0,910
2	634	0,61106	0,964
$1\frac{1}{2}$	474	0,48633	1,026
1	315	0,32185	1,022
$\frac{1}{2}$	163	0,16476	1,011

Ebenso fand sich, als auf die Enden der Stangen zwei Zoll lange Kupferhülsen geschoben waren, die mit je 240 Windungen umgeben waren:

Länge der Stangen	3′	$2\frac{1}{2}$	2	$1\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$
I	0,75594	0,72637	0,72417	0,74915	0,75737	0,76911

Bei gleich dicken Stäben ist also das auf diese Weise gemessene temporäre magnetische Moment des Ankers proportional der Anzahl der Windungen der Magnetisirungsspiralen und proportional der Intensität der Ströme, also proportional der magnetisirenden Kraft, und wenn die Stäbe ihrer ganzen Länge nach mit den Drathspiralen umgeben waren, unabhängig von der Länge der Eisenstäbe. — Werden nur die Enden der Stäbe mit Drathspiralen umgeben, so wächst auch dann noch das magnetische Moment der Anker proportional der Intensität der magnetisirenden Ströme.

352 Das Verhältniss der verschiedenen Theile des in einem System von Hufeisenmagnet und Anker erzeugten Magnetismus hat Poggendorff [1]) bestimmt. Die Schenkel des Magnetes waren mit Drathrollen umgeben, welche aus je zwei isolirten Drähten bestanden. Die einen dieser Drähte wurden mit den Polen der Säule verbunden und die Intensität i des Stromes durch eine Tangentenboussole bestimmt. Die beiden anderen Drähte wurden mit dem Galvanometer verbunden. Es wurde nun die Intensität des Inductionsstromes gemessen, welcher in diesen Drähten entstand:

1. Als kein Anker auf dem Magnet auflag, und der Kreis des magnetisirenden Stromes geöffnet wurde. Diese Intensität sei a.

2. Als auf den Magnet ein flacher Anker aufgelegt war und der magnetisirende Strom zum ersten Male geschlossen wurde. Die jetzt beobachtete Intensität b des inducirten Stromes entsprach dem **totalen** im Magnet erzeugten magnetischen Moment.

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 147. 1852.*

3. Als der Stromkreis geöffnet und wieder geschlossen wurde. Die Intensität *c* entsprach dem totalen Magnetismus weniger dem in Magnet und Anker zurückbleibenden Residuum.

4. Als der Anker nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes vom Magnet abgerissen wurde. Die jetzt gemessene Intensität *d* des Inductionsstromes gab den Werth des Residuums an.

Es ergab sich aus diesen Versuchen u. A.

i	1	1,25	2,33
a	4,36	10,23	16,06
b	32,10	49,66	58,87
c	10,45	17,66	24,15
d	— 25,01	— 34,75	— 39,37

Es folgt aus diesen Versuchen:

1. Das totale magnetische Moment *b* des durch den Anker geschlossenen Magnetes wächst in schwächerem Verhältniss, als die Intensität der magnetisirenden Ströme.

2. Die Summe der Werthe *c* und *d* müsste dem Werthe *b* gleich sein; sie ist aber etwas grösser, da der Magnet nach dem Oeffnen des Schliessungskreises bei den Versuchen ad 3 stets vor dem Schliessen ein wenig von seinem remanenten Magnetismus verliert, und dadurch der Werth *c* etwas zu gross ausfällt.

Statt eines mit einem Anker versehenen Hufeisens kann man auch einen in sich geschlossenen und mit Drath umwickelten Eisenring für diese Versuche verwenden. Die Resultate ad *b* und *c* sind dann die entsprechenden.

Kehrt man die Richtung des Stromes um, welcher einen mit seinem Anker versehenen Elektromagnet magnetisirt, und untersucht die Intensität der in einer ihn umgebenden Inductionsspirale erzeugten Ströme, so ergiebt sie sich fast als doppelt so stark, wie wenn man den Magnet zum ersten Male durch einen Strom von gleicher Intensität magnetisirt (Poggendorff l. c.) Also auch hier ist wie bei geraden Stahlstäben zur Vernichtung des im Magnet nach Oeffnen des magnetisirenden Stromes zurückbleibenden remanenten Magnetismus nur eine sehr geringe Kraft erforderlich.

Dass ein Elektromagnet von weichem Eisen bei der ersten Magnetisirung eine grössere Tragkraft zeigen soll, als bei wiederholten Magetisirungen [1]), möchte nur dann richtig sein, wenn hierbei die Stromesrichtung

[1]) Du Moncel, Instit. Nr. 1000. Mars 1853.

umgekehrt wird und dadurch der Magnet im entgegengesetzten Sinn nicht das gleiche Moment erhält, wie vorher.

353 Die Gesetze der Tragkraft eines Ankers durch einen hufeisenförmigen Elektromagnet oder zweier elektromagnetischer Hufeisen sind noch viel complicirter als die eines geraden Ankers und Elektromagnetes, da man fast nie die aneinandergelegten Eisenmassen gleichzeitig an ihren beiden Berührungsflächen trennen kann, und ausserdem der Anker stets nach einer Seite sich neigt, ehe er abreisst. Ferner tritt auch der Sättigungspunkt viel eher ein als bei nicht geschlossenen Magnetsystemen. Man erhält so stets unsichere, meist zu kleine Werthe der Tragkraft.

Die Anziehung der Magnete in weiterer Entfernung lässt sich mit grösserer Sicherheit beobachten, obgleich die Fehlerquellen auch hier bedeutender sind als bei geradlinigen Magneten und Ankern.

Wir betrachten wiederum nach einander den Einfluss der magnetisirenden Kraft, der Dicke und der Länge der Hufeisen-Elektromagnete auf dieses Verhalten, und zwar bei unmittelbarer Berührung (Tragkraft) oder bei Zwischenlegung indifferenter Substanzen (Anziehung).

Wir begnügen uns, von den in Betreff dieser Punkte angestellten Untersuchungen nur diejenigen anzuführen, welche wenigstens etwas allgemeinere Resultate geliefert haben; lassen dagegen viele specielle Angaben über die Abhängigkeit der Tragkraft von dem Gewicht des Ankers und Magnetes u. s. w. fort, aus denen sich doch keine irgendwie allgemeinere Beziehungen ergeben können.

a. Einfluss der magnetisirenden Kraft.

Einige frühere Versuche von dal Negro [1]) hatten schon gezeigt, dass die Tragkraft hufeisenförmiger Elektromagnete nicht dem Quadrat der magnetisirenden Kraft proportional zunimmt. Er veränderte die Intensität des magnetisirenden Stromes durch Aenderung der Oberfläche o der Erregerplatten der Säule, und wollte eine Proportionalität zwischen dem Umfang u derselben und der Tragkräfte T der Elektromagnete gefunden haben. — Berechnet man indess nach Jacobi die Versuche nach der Ohm'schen Formel, indem man die Intensität I des Stromes dem Werth $I = \frac{41,55}{1 + \frac{14,4}{o}}$ gleich setzt, so erhält man aus denselben das Resultat, dass die Tragkräfte der Intensität des magnetisirenden Stromes direct proportional sind. So ergiebt sich u. A.

[1]) Dal Negro, Repert. T. I, p. 268; auch Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 470; Bd. XXXI, S. 261. 1834; Bibl. univers. T. LIV, p. 1.

o	u	T (berechnet)	T
6 Quadratzoll	14	12,22	13,85
12	16	18,89	18,25
18	18	23,08	22,80
24	20	25,97	24,60
30	22	28,07	25,80
36	24	29,68	30,30
42	26	30,94	29,60
48	28	32,00	32,80
54	30	32,80	33,00
60	32	33,51	35,60

In ähnlicher Weise hat Jacobi [1]) bei verschieden grossen Elementen mit quadratischen Kupfertrögen und Zinkplatten und einem Hufeisenelektromagnet von $14^1/_2$ Pfund Gewicht dasselbe Resultat erhalten. Die Intensität wurde nach der Formel $I = \frac{283,6}{1 + \frac{20}{o}}$ berechnet; in welcher wiederum o die Oberfläche der Erregerplatten der Säule bezeichnet.

o	T (berechnet)	T
4 Quadratzoll	47,3	47,75
16	126	126,45
36	182,3	185
64	216,1	200,62
100	236,3	236,05
144	249	255,34

Aehnliche Resultate erhielt auch Fechner [2]). Sein Hufeisenelektromagnet war nur 2 Linien dick, hatte 14 Linien Länge, und seine Pole standen 6 Linien von einander ab. Derselbe wurde durch eine Spirale von zwei Lagen sehr dünnen Kupferdrathes magnetisirt. Der Anker wog $80^1/_4$ Gran, und lag mit einer stumpfen Kante an die Polflächen des Magnetes an. Die Intensität I des magnetisirenden Stromes wurde durch die Oscillationsdauer der Doppelnadel eines Multiplicators gemessen (§. 202), bei dem häufig die Drathwindungen durch ein einfaches ⊃ förmiges Blech ersetzt waren. Dieser Multiplicator wurde neben dem Elektromagnet in den Stromkreis eingeschaltet. Durch Temperaturänderungen des dünnen Drathes des Elektromagnetes können bei dieser Methode der Messung manche Unregelmässigkeiten sich ergeben. So fand Fechner z. B.:

[1]) Jacobi, Rep. T. I, p. 268. — [2]) Fechner, Schweigg. Journ. Bd. LXIX, S. 277 u. 316. 1833.*

Zahl n der Schwingungen.	Dauer der n Schwingungen	I	Tragkraft T beobachtet	ber. n. d. Formel $T = n \cdot I$
6	96	0	0	0
	80,5	422	1448	1492
	77,5	535	1806	1892
	65	1181	4097	4176
	63	1324	4812	4680
16	162	9462	709	1527?
	157,5	12254	1139	1973?
	126	22172	3716	3579
	117	27312	4465	4408
	122	24317	3986	3925
	136	17615	2856	2843
	159	10203	1439	1647
	183	5252	929	848
	198	3028	627	489
	209,33	1656	544	297

Es ist ersichtlich, dass bei diesen Versuchen die Tragkräfte nicht ganz, wie Fechner meint, den Stromintensitäten proportional zunehmen. Vielmehr nähern sie sich allmälig einem Maximum, welches um so eher eintritt, als die Masse des benutzten Hufeisens sehr klein war, das Maximum der Magnetisirung also sehr bald erreicht wurde. Der Grund, warum bei der Anwendung aufsteigend stärkerer Ströme die Tragkräfte bei den geringeren Stromintensitäten zu klein, bei der Anwendung absteigend schwächerer Ströme zu gross ausfallen, könnte darin liegen, dass bei ersteren die §. 276 erwähnten Verhältnisse eintreten, bei letzteren der Magnet noch ein ziemlich bedeutendes Residuum an permanentem Magnetismus behalten hatte.

354 Die grossen Abweichungen von dem von Fechner ausgesprochenen Gesetz, welche sich bei genaueren Versuchen über diesen Gegenstand ergaben, sind zuerst von Lenz und Jacobi nachgewiesen worden.

Lenz und Jacobi[1]) rissen von den Polen eines hufeisenförmigen Elektromagnetes vermittelst eines einarmigen Hebels, auf welchem sich ein Laufgewicht verschob, entweder gerade oder hufeisenförmige Anker ab.

Bei der einen Versuchsreihe wurde der Magnet mit seinen Schenkeln nach oben befestigt und zwischen dem Abreissapparat und dem Anker

[1]) Lenz u. Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 415. 1839.*

ein Regnier'scher Dynamometer eingeschaltet. Flache Anker gaben sehr unregelmässige Resultate. Beim Abreissen eines abgerundeten Ankers erhielt man:

Verhältniss der Stromintensitäten.	Verhältniss der Tragkräfte.
1,39	1,27
1,27	1,46
1,49	1,55
1,94	2,31
5,13	6,75

Als Lenz und Jacobi ein Hufeisen von einem anderen festen abrissen, und die Tragkräfte ohne Zwischenschaltung des Dynamometers durch Ablesung der Einstellung des Laufgewichtes auf dem einarmigen Hebel direct beobachteten, fanden sie das Verhältniss der Tragkräfte T und T_I und der Intensitäten I und I_I der die Hufeisen magnetisirenden Ströme:

1. Beide Hufeisen magnetisirt,

$$I : I_I = 1 : 2{,}6. \qquad T : T_I = 1 : 1{,}4.$$

2. Nur das feste Hufeisen magnetisirt,

$$I : I_I = 1 : 2{,}4. \qquad T : T_I = 1 : 1{,}5.$$

Mittelst eines Hufeisens von 1″ dicken und 6″ langen Schenkeln und eines flachen Ankers fand Dub [1]) analog die Tragkräfte T bei den Intensitäten I:

I	T	$\frac{T}{I}$ const.
52,4	11,4 Pfund	219
70	14,5	207
105	24	228
140,6	34,3	244
176,3	53,6	304
212,6	68	320

Es nehmen also die Tragkräfte etwas schneller zu als die Intensitäten der magnetisirenden Ströme, indess doch nicht, wie man eigentlich erwarten sollte, proportional dem Quadrat der Intensitäten.

Bei Anwendung stärkerer Ströme nähert sich die Tragkraft indess sehr bald einem Maximum.

Auch Poggendorff [2]) fand das gleiche Resultat. So betrugen u. A. die relativen Tragkräfte T bei den Intensitäten I:

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXXVI, S. 553. 1852;* Elektromagn. S. 141;* vergl. auch Robinson, Instit. 1855, p. 344. — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 148. 1852.*

$I = 1$	2,375	5,07	7,378	10,350
$T = 1$	2,00	2,61	2,851	3,149

Bei geringen Stromstärken ist also auch hier der Anwachs der Tragkräfte grösser, als bei grösseren.

Dasselbe Resultat fand auch Müller[1]), indem er von einem mit seinen Schenkeln nach unten gekehrten Hufeisenelektromagnet einen Anker durch Gewichte abriss, welche auf eine an den Anker gehängte Wagschale gelegt wurden.

Bei Anwendung verschiedener Spiralen und Hufeisen I., II., III. von 10^{mm} und IV., V., VI. von $6{,}5^{mm}$ Durchmesser, und Schenkeln I. und IV., II. und V., III. und VI. von 16,5, 8,5 und 5 Centimeter Länge, und Magnetisirung der Schenkel durch Spiralen von verschiedener Windungszahl ergab sich u. A. die Tragkraft T bei verschiedenen magnetisirenden Kräften k (Product aus Anzahl der Windungen in die Stromintensität):

Hufeisen I.	$k =$ 22	53	87	117	
	$T =$ 7100	8500	9800	10400	
„ V.	$k =$ 30	60	80	109	
	$T =$ 3200	4700	5100	5400	

Der Grund dieser Annäherung der Tragkräfte an ein Maximum mit wachsender magnetisirender Kraft ist dadurch begründet, dass sich der Magnetismus des Eisens dabei gleichfalls einem Maximum nähert. Dieses Maximum muss aber in einem in sich geschlossenen System von Eisen, in welchem die Wirkung der Theilchen des Eisens auf einander die Einstellung befördert, viel schneller eintreten, als in einem nicht geschlossenen System, wie z. B. bei zwei mit den Enden an einander gelegten Stäben. Das Maximum der Tragkraft wird daher bei wachsender magnetisirender Kraft bei hufeisenförmigen Elektromagneten viel schneller erreicht, als bei geraden.

355 Werden zwischen den Magnet und Anker einige Papierblätter gelegt, so tritt diese Sättigung nicht so schnell ein, der Magnetismus wächst schneller mit den magnetisirenden Kräften und die Anziehung ist innerhalb gewisser Grenzen proportional dem Quadrate der magnetisirenden Kräfte, namentlich bei Anwendung von dickeren Hufeisen. Nur bei stärkeren magnetisirenden Kräften beobachtet man eine Annäherung an das Maximum.

So waren bei den Intensitäten I die Anziehungen A der von Lenz und Jacobi benutzten Hufeisen (§. 354), als zwischen sie $^1/_{10}''$ dicke Holzscheiben gelegt wurden:

[1]) Müller, Fortschritte S. 528;* Vergl. auch Oersted, Pogg. Ann. Bd. LXXV, S. 447 Anm. 1848.*

Nur das feste Hufeisen magnetisirt.

I	1,507	2,717	3,554	3,711	4,258
A	6,0	18,9	32,2	33,0	42,3
$\frac{A}{I^2}$	2,64	2,56	2,48	2,40	2,33

Bei stärkeren Strömen zeigt sich auch hier schon eine Annäherung an das Maximum.

Dub[1]) hat bei Anwendung von dickeren Hufeisen das oben ausgesprochene Gesetz innerhalb ziemlich weiter Grenzen bestätigt gefunden. Die Magnete bestanden aus einem horizontalen viereckigen Eisenstab, auf welchen in einer Entfernung von $^1/_2''$ Eisenstäbe senkrecht aufgeschraubt werden konnten. Der Anker, ein wohl abgedrehter runder Eisenstab, trug genau in der Mitte zwischen den beiden Polen des Magnetes einen Haken, vermittelst dessen er an den §. 336 beschriebenen Abreissapparat angehängt wurde. Hierdurch wurde bewirkt, dass die beiden Seiten des Ankers sich von beiden Polen wenigstens einigermaassen gleichzeitig trennten. Zwischen den Anker und die Magnetpole wurde ein Stück sehr starken und glatten Bristolpapiers gelegt.

Es ergab sich u. A. die Anziehung A:

1. Bei gleich bleibender Windungszahl der magnetisirenden Spiralen:

Verhältniss der Stromintensitäten.	Länge der Schenkel des Magnetes 6″. Dicke 2″ A	$1^1/_2''$ A	1″ A	$^1/_2''$ A
1	0,8 Pfund	0,72	0,4	0,18
2	3,4	2,8	1,4	0,75
3	8	6,4	3,7	1,7
4	13,2	11,3	6,8	3
5	20	17	10,4	4,3
6	31	24	15	5,8
7	41	34	20	6,4
8	53	45	26	7,6

Analoge Resultate gaben andere Beobachtungsreihen.

2. Bei verschiedener Anzahl der Windungen W. Schenkel des Hufeisens 6″ lang, 1″ dick. Die Anker waren Cylinder von gleichem Durchmesser wie die Schenkel des Magnetes:

	$I = 3$	4	6	8	12
$W = 312$	$A = 1$ Pfund	2	4,4	8,4	18
$W = 156$	$A = 0,24$	0,5	1,1	2,2	4,6

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. LXXXVI, S. 542 1852.*

Ganz dasselbe Verhalten zeigte ein aus einem Stück Eisen gebogener Hufeisenelektromagnet.

Es verhalten sich also die Anziehungen wie das Quadrat der Stromintensität, multiplicirt mit dem Quadrat der Windungszahl.

356 Wenn in einem mit seinem Anker geschlossenen hufeisenförmigen Elektromagnet mit wachsender magnetisirender Kraft das magnetische Moment der einzelnen Theilchen in der Richtung der magnetisirenden Kraft schneller einem Maximum sich nähert, als bei einem nicht geschlossenen Magnet, so ist es selbstverständlich, dass, falls nicht alle Theilchen gleiches Moment besitzen, und daher das Hufeisen freien Magnetismus nach aussen zeigt, auch dieser in dem geschlossenen Magnet schneller dem Maximum sich nähert, als in dem nicht geschlossenen. — Dies zeigt auch u. A. ein Versuch von Dub[1]), bei dem er nach der Methode von Koosen (§. 271) einen Strom durch eine Tangentenboussole und die Spirale eines $1/2''$ starken Hufeisenelektromagnetes leitete, und den letzteren in der Ostwestebene der Boussole näherte, bis die Nadel derselben auf Null stand. Wurde die Intensität des Stromes auf das Vierfache gesteigert, so wich die Nadel, als das Hufeisen ohne Anker verwendet wurde, nur um 3^0, als es mit dem Anker geschlossen benutzt wurde, um 10^0 aus. — Ein Hufeisen von $1''$ Dicke zeigte diese Annäherung an das Maximum nicht.

Wegen dieser schnelleren Annäherung des Magnetismus der geschlossenen Magnete an das Maximum muss man bei der Untersuchung des Einflusses der Gestalt dieser Magnete auf ihr Verhalten stets nur schwache magnetisirende Kräfte oder dickere Magnete verwenden.

b. Einfluss der Lage der Magnetisirungsspiralen.

357 Da in einem geschlossenen Eisenkreise die gegenseitige Richtung der magnetischen Moleküle unter einander viel vollständiger geschieht, wie in einem an einer Stelle unterbrochenen, so wird die Vertheilung des Magnetismus in ersterem bei verschiedener Lage der magnetisirenden Spiralen sich an allen Stellen ziemlich gleich gestalten und so die zum Zerreissen des geschlossenen Kreises an der einen oder anderen Stelle erforderliche Kraft weniger variiren. So haben schon dal Negro und auch Müller gefunden, dass die Lage der Magnetisirungsspiralen auf den Schenkeln des Elektromagnetes auf die Anziehung und Tragkraft desselben gegen seinen Anker nahezu ohne Einfluss ist[2]).

Dasselbe zeigt auch indirect der folgende Versuch von Dove[3]). Umwindet man die beiden Schenkel eines geöffneten Elektromagnetes mit gleich viel Windungen von dickem Drath, durch welche man einen Strom leitet, und schiebt auf dieselben zwei gleiche Inductionsspiralen, welche entgegenge-

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC. S. 440. 1853.* — [2]) Auch Ritchie, Phil. Mag. [3] T. X, p. 57. 1837.* — [3]) Dove, Pogg. Ann. Bd. XLIII, S. 516. 1838.*

setzt mit einander verbunden sind, so hebt sich beim Oeffnen des inducirenden Stromes im dickeren Drath die Wirkung des in ihnen inducirten Stromes auf ein Galvanometer völlig auf, wenn sie beide auf zwei einander entsprechende Stellen der beiden Schenkel des Hufeisens geschoben sind. Sobald aber die eine mehr nach der Biegung desselben hingeschoben wird, überwiegt ihre Wirkung, da nun das magnetische Moment der unter ihr liegenden Moleküle des Hufeisens grösser ist. Wird aber der Magnet als Anker auf einen zweiten starken Elektromagnet gesetzt, der diesen erregende Strom geöffnet und hierdurch in den Spiralen ein Strom inducirt, so ist die Lage derselben ohne Einfluss auf die Intensität des Inductionsstromes.

Indess nimmt doch die Tragkraft und Anziehung der Hufeisenmagnete ein wenig zu, wenn die Magnetisirungsspirale den Polflächen genähert wird.

So wurde von Dub [1]) die Anziehung A und Tragkraft T an 4 Hufeisen gegen einen Anker bei Zwischenlegung eines Blattes Papier geprüft, als auf ihre Schenkel eine Anzahl kurzer, $1^3/_4''$ langer Spiralen von je 56 Windungen geschoben und nun der Strom durch die den Polflächen zunächst liegenden Spiralen oder auch zugleich durch sie und die ihnen benachbarten Spiralen nebeneinander in solcher Intensität geleitet wurde, dass stets das Product der Intensität I in die jedesmalige Zahl der Windungen W constant blieb. So fand sich:

Schenkel des Magnetes:	6″ lang, 1″ dick	6″ l., 2″ d.	12″ l., 1″ d.	12″ l., 2″ d.	12″ l., 1″ d.
$W = 672$	$A =$ —	$A =$ —	$A = 1{,}8$	$A = 6{,}2$	$T = 7$ Pfd.
336	2 Pfd.	6,2	2,2	6,4	8,8
224	2,3	7,1	2,4	7,2	10,2
112	2,7	7,8	2,7	8	14

Aehnliche Resultate ergaben sich, als auf die Schenkel von Hufeisenmagneten kurze Spiralen geschoben, und auf immer kleinere Entfernungen e den Polen genähert wurden. So waren u. A. die Tragkräfte T und Anziehungen A:

1) bei einem Hufeisen mit 12″ langen, 2″ dicken Schenkeln. Spiralen $3^3/_4''$ lang mit je 56 Windungen:

e	10″	8	6	4	2	$^1/_2$
T	13	13	14	14,5	15	16 Pfd.

2) bei einem Hufeisen mit 12″ langen, 1″ dicken Schenkeln. Spiralen $3^1/_2''$ lang. Abstand des Ankers vom Magnet $^1/_{16}''$.

e	$6^1/_2$	$4^3/_4$	3	$1^1/_4$	$^1/_2$
A	0,84	0,87	1	1,08	1,12 Pfd.

[1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 446. 1853;* Elektromagn. S. 168. 302.*

c. Einfluss der Härte des Eisens und Stahls.

358 Die Tragkraft und Anziehung der Hufeisenmagnete von Stahl und weichem Eisen ist in manchen Beziehungen verschieden. Dies zeigen die folgenden Versuche von Poggendorff [1]). Er bestimmte die Tragkraft von zwei Hufeisen von Eisen und Stahl von gleichen Dimensionen für einen Anker von weichem Eisen, sowohl während der magnetisirende Strom wirkte (totale Tragkraft t), als auch nach Oeffnung desselben (remanente Tragkraft r), als auch nach Abreissen des Ankers und beim Wiederanlegen desselben (die dem permanenten Magnetismus entsprechende permanente Tragkraft p), so ergab sich:

	Ungehärteter Stahl			Weiches Eisen		
Stromintensität	t	r	p	t	r	p
1	$60^1/_4$ Unzen	$37^1/_2$	$35^1/_2$	$100^1/_2$	$57^1/_2$	8
3	129	83	$39^1/_2$	213	$93^3/_4$	8
6	233	$127^1/_2$	$45^1/_2$	326	$102^1/_4$	8
8	277	133	48	353	$110^1/_4$	8
9	301	133	48	357	$107^1/_2$	8

Die totale Tragkraft des weichen Eisens ist also bei gleicher Stromintensität bedeutender als die des Stahls. — Analog verhalten sich weiches unkrystallinisches und hartes brüchiges Eisen [2]).

Dagegen ist die remanente Tragkraft nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes beim ungehärteten Stahl grösser als beim weichen Eisen. Sie wächst langsamer als die totale Tragkraft. Nach Abzug der permanenten Tragkraft bleibt indess für die remanente Tragkraft eine geringere Grösse beim ersteren übrig.

Dieses Resultat ist daraus erklärlich, dass bei der Einwirkung des magnetisirenden Stromes die leichter beweglichen Theile des Eisens viel stärker in ihre magnetischen Lagen gerichtet werden, als die des Stahls. Beim Aufheben des magnetisirenden Stromes und auch beim Abreissen des Ankers kehren die magnetisch gerichteten Moleküle beim Stahl viel weniger in ihre ursprüngliche Gleichgewichtslage zurück als beim Eisen; daher bei ersterem bei stärkeren Strömen die permanente Tragkraft grösser sein muss als bei letzterem.

Die remanente Tragkraft nach Abzug der permanenten (r — p) ist beim Stahl kleiner als beim Eisen, da die gegenseitige Wechselwirkung die magnetischen Theilchen des Stahls aus ihrer durch die ursprüngliche Magnetisirung ihnen ertheilten permanenten Lage viel weniger entfernen kann, als die leichter beweglichen Theilchen des Eisens.

1) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 153. 1852.* — 2) Ritchie, Phil. Trans. 1833. T. II, p. 318.*

d. Einfluss der Entfernung des Ankers vom Magnet.

Mit wachsender Entfernung des Ankers vom Magnet nimmt die Anziehung sowohl der hufeisenförmigen Elektromagnete wie der Stahlmagnete sehr schnell ab. Nach Barral [1]) sollte diese Abnahme bei der Anziehung der Anker durch Elektromagnete nach dem Gesetz einer logarithmischen Curve stattfinden, so dass $A = \frac{B}{C + D^x}$ wäre, wo B, C, D Constante, x der Abstand vom Anker und Magnet. Dieses Gesetz dürfte kaum allgemeine Gültigkeit haben. 359

Bei Stahlmagneten hat Cramer [2]) die Abnahme der Anziehung mit der Entfernung bestimmt. Er riss je zwei Stahlmagnete I. und II. von 104 und 224 Loth Tragkraft von einander, sowie einen Anker von zwei Stahlmagneten III. und IV. von 668 und 80 Loth Tragkraft vermittelst einer Brückenwage ab, indem er zwischen dieselben verschiedene Zahlen von Papierblättern von $^1/_{46}$ engl. Linie Dicke zwischenschaltete. Er fand u. A.

Entfernung in Papierdicken	I.	II.	III.	IV.
1	44 Loth	148	475	32
3	16	84	267	14
5	$8^1/_2$	54	184	$8^1/_2$
7	$5^5/_8$	40	130	$5^1/_4$
9	4	31	103	$3^1/_4$
11	3	25	84	$2^1/_2$
13	$2^1/_2$	$20^5/_8$	70	$1^5/_8$
15	2	$18^1/_8$	60	$1^1/_8$
21	—	$13^3/_8$	$39^1/_4$	—
23	—	$12^3/_8$	35	—
46	—	$6^1/_2$	$13^1/_2$	—

Dabei zeigt sich ein bemerkenswerther Unterschied zwischen dem Verhalten von hufeisenförmigen Elektromagneten von Eisen und den permanenten Stahlmagneten. 360

Während die Einwirkung eines geraden elektromagnetischen Eisenstabes und eines Stahlstabes von gleichen Dimensionen und gleichem Moment auf eine beiden Stäben in verschiedenen Entfernungen gegenübergestellte Magnetnadel völlig gleich ist, sobald nur diese Entfernung so gross ist, dass die Nadel nicht mittelst ihres Magnetismus die Vertheilung des Magnetismus im Magnet ändern kann, zeigen Hufeisen von

[1]) Barral, Compt. rend. T. XXV, p. 757. 1847.* — [2]) Cramer, Pogg. Ann. Bd. LII, S. 298. 1841.*

permanent magnetisirtem Stahl und temporär magnetisirtem Eisen, welche ihren Anker in einiger Entfernung gleich stark anziehen, bei unmittelbarem Anlegen desselben eine sehr verschiedene Tragkraft. Es ist die Tragkraft des Eisens viel bedeutender [1]).

Einige Versuche von Dub [2]) zeigen dieses Verhalten. Ein hufeisenförmiger Elektromagnet 17″ lang, 1″ dick, dessen Schenkel 5″ von einander standen, wurde so stark erregt, dass seine Tragkraft gleich der eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes war, und dann die Anziehung in verschiedenen Entfernungen geprüft. Es ergab sich bei Vergleichung des Elektromagnetes mit zwei Stahlmagneten I. und II., die aus je einer Lamelle resp. von 11″ Länge, 7/8″ Breite, 1/2″ Dicke (Abstand der Schenkel 3″), und von 20″ Länge, 1½″ Breite 5/8″ Dicke (Abstand der Schenkel 5″) bestanden:

	Stahlmagnet I.	Elektromagnet	Stahlmagnet II.	Elektromagnet
Tragkraft	3,7	3,7	1,8	1,8
Anziehung b. Entfernung von einer Papierdicke	1	0,75	—	—
„ zwei „	0,44	0,36	3,55	3,23
„ vier „	—	—	1,95	1,3
„ 1/8 Zoll	—	—	0,25	0,088

Der Grund dieser Erscheinungen liegt nur darin, dass durch die magnetische Rückwirkung des Ankers die Theilchen des Eisens viel stärker in die magnetischen Lagen gezogen werden, als die schwerer beweglichen Theilchen des Stahls, und so die Anziehung bei ersterem mit der Annäherung des Ankers viel stärker zunimmt als bei letzterem. — Vgl. auch die §. 350 beschriebenen Versuche.

e. Einfluss der Dicke der Hufeisenelektromagnete und Anker.

361 Dub [3]) hat hierüber verschiedene Versuche mit Elektromagneten angestellt, welche aus einem parallelepipedischen Eisenstück bestehen, auf welches verschieden lange und dicke Eisenstäbe als Schenkel in verschiedenen Entfernungen von einander aufgesetzt werden. Bei denselben muss die Bodenplatte und der Anker denselben Querschnitt besitzen wie die Schenkel, da sich sonst die Vertheilung des Magnetismus für die verschiedenen Versuche ganz verschieden gestaltet.

[1]) Ritchie, Phil. Trans. 1833. Vol. II, p. 318;* auch Joule, Phil. Mag. [4] T. II, p. 308. 1851.* — [2]) Dub, Elektromagn. S. 362;* vergl. auch Rainey, Phil. Mag. T. IX, p. 72.* — [3]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 442. 1853;* Elektromagn. S. 232.*

Es ergab sich u. A. bei Anwendung von Strömen von gleicher Intensität bei Hufeisen mit 6″ langen Schenkeln die Anziehung A in einem Abstande von etwa $^1/_{16}$ Zoll:

Dicke der Schenkel:		$^1/_2$″	1″	$1^1/_2$″	2″
Intensität = 176	A =	0,45 Pfd.	0,7	1,1	1,6
= 249	A =	0,9	1,4	2	3

Wurden an einen cylindrischen Eisenstab beiderseitig Eisenkugeln geschraubt, und das so vorgerichtete System als Anker zweier Hufeisenelektromagnete von 12 Zoll Länge und von verschiedenem Durchmesser gebraucht, so ergab sich bei gleicher Stromintensität ohne zwischengelegtes Papier:

Durchmesser	A	2″	1″
Tragkraft	T	8,4 Pfd.	4,6

Bei Beseitigung störender Einflüsse ist also die Tragkraft und Anziehung der Hufeisenelektromagnete innerhalb gewisser Grenzen ihrem Durchmesser proportional.

Dieses Gesetz folgt auch aus dem §. 293 ausgesprochenen Resultat, dass das magnetische Moment offener Magnete der Quadratwurzel ihres Durchmessers entspricht. Die Tragkraft und Anziehung muss dann nach Abzug der störenden Einflüsse dem Quadrat dieses Werthes, d. i. dem Durchmesser selbst proportional sein.

Bei gleicher Zahl der Drathwindungen soll ein Hufeisen von parallelepipedischem Querschnitt viel (18mal) weniger Tragkraft durch denselben Strom erhalten, als ein gleich langes und schweres, gleich gebogenes Hufeisen von kreisförmigem Querschnitt [1]).

f. Einfluss der Länge der Schenkel des Hufeisens.

Schon nach den §. 351 mitgetheilten Resultaten von Lenz und Jacobi würde sich ergeben, dass die Länge der Schenkel eines hufeisen- 362
förmigen Elektromagnetes auf seinen Magnetismus, also auch auf seine Anziehung und Tragkraft ohne Einfluss ist, wenn bei gleicher magnetisirender Kraft die Schenkel ihrer ganzen Länge nach mit den Magnetisirungsspiralen umgeben sind.

Dieser Satz wird durch Versuche von Müller, Nicklès und Dub bestätigt.

So fand u. A. Müller bei seinen §. 354 citirten Versuchen:

[1]) Dal Negro, Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 471. 1833.*

Länge der Schenkel	16,5 Ctm.	8,5 Ctm.	5 Ctm.
Länge der Magnetisirungsspirale	14	6,8	3,4
Tragkraft bei gleicher magnetisirender Kraft	7100	7200	7400

Auch Nicklès [1]) hat ähnliche Resultate erhalten. Zwei hufeisenförmige Elektromagnete I. und II. von 40 und 80 Centimeter Länge wurden mit denselben Magnetisirungsspiralen umgeben. Bei drei Intensitäten I der magnetisirenden Ströme war ihre Tragkraft T im Mittel:

	I = 4,33	7,67	12,33
I.	T = 5200 Grm.	7550 Grm.	10760 Grm.
II.	T = 5150	7500	10795

Ebenso fand Dub [2]), als er verschieden lange Eisenstäbe als Schenkel auf ein Querstück von Eisen setzte und die Magnetisirungsspirale stets über deren ganze Länge ausbreitete, die Stromintensität aber so regulirte, dass die gesammte magnetisirende Kraft dieselbe blieb, die Anziehung A bei $^1/_{10}''$ Entfernung gegen einen Anker:

Schenkel	1″ dick	2″ dick
Länge der Schenkel	A	A
4″	2,2 Pfd.	— Pfd.
6″	2,1	5,8
9″	2,2	—
12″	2,1	5,6

Da indess, wenn die Magnetisirungsspirale bei gleicher magnetisirender Kraft die kürzeren Schenkel eines Hufeisenmagnetes bedeckt, die gerade unter ihr befindlichen Theile des Eisens einer stärkeren Einwirkung unterliegen, als wenn dieselbe Spirale längere Schenkel bedeckt, so erreicht in ersterem Falle der Magnetismus des Eisens in den Schenkeln schneller ein Maximum, und deshalb kann bei stärkeren magnetisirenden Kräften die Tragkraft und Anziehung der Elektromagnete mit längeren Schenkeln unter sonst gleichen Verhältnissen grösser erscheinen als die der kürzeren.

Der nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes zurückbleibende remanente Magnetismus der Hufeisenelektromagnete nimmt nach Ritchie [3]) mit ihrer Länge zu. Während der Anker eines Hufeisens von $^1/_2$ Fuss Länge beim Oeffnen des Stromes sogleich abfiel, blieben dabei die Anker

[1]) Nicklès, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXVII, p. 402. 1853.* — [2]) Dub, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 453. 1853.* — [3]) Ritchie l. c.; Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 464.*

von Hufeisen von 1 und 4 Fuss Länge, welche während der Stromwirkung etwa dieselbe Tragkraft besassen, wie jenes, an denselben haften.

Aeltere Versuche von dal Negro (§. 353) gaben kein einfaches Resultat, wohl wegen Mangel an einer gehörigen Beobachtungsmethode. — Ebenso sind die Resultate von Ritchie[1]) wohl nicht ganz zuverlässig, nach denen die Tragkraft zweier gleich dicker Hufeisen, deren Länge mit aufgelegtem Anker 1 und 4 Fuss betrug, bei gleicher Drathumwickelung und Anwendung gleicher magnetisirender Ströme bei schwachen Strömen sich verhalten soll wie 2 : 1, also umgekehrt wie die Quadratwurzeln der Längen. Bei stärkeren Strömen sollte sich die Tragkraft des längeren Hufeisens dem des kürzeren nähern.

Auch andere Versuche von Joule[2]), angestellt mit seinen §. 246 beschriebenen Elektromagneten, mit Hufeisenelektromagneten von kürzeren oder längeren, dickeren oder dünneren Eisenstäben, Dräthen, nach denen das Maximum der Tragkraft dem Quadratinhalt des kleinsten Querschnittes der Magnete entspricht, dürften dies Resultat wohl nicht genügend beweisen.

g. Einfluss des Abstandes der Schenkel oder Pole des Hufeisens.

Als Dub l. c. dieselben senkrechten Eisenstäbe auf verschieden langen 363
Querstücken von Eisen (von $2^1/_2''$ bis $5^1/_4''$ Länge) befestigte, und von ihnen den Anker sowohl bei unmittelbarer Berührung, als bei Zwischenlegung eines $^1/_8''$ dicken Brettchens abriss, ergab sich, dass die Anziehung wie die Tragkraft bei jeder beliebigen Entfernung, aber bei gleicher Länge der Schenkel dieselbe bleibt.

Indess gilt dieser Satz erst von einer gewissen Entfernung der Schenkel an, wie schon dal Negro[3]) beobachtete, dass, wenn die Schenkel seiner Magnete weiter als 1 pariser Zoll von einander entfernt waren, die Tragkraft etwa um $^1/_{10}$ zunähme. Dasselbe zeigen einige Versuche von Nicklès[4]). Als Nicklès auf eine Eisenstange zwei mit Kupferdrath umwundene Schenkel stellte, welche so gebogen waren, dass ihre Pole einander berühren konnten, und von denen der eine fest stand, der andere diesem festen Schenkel genähert werden konnte, ergab sich die Tragkraft bei vier verschiedenen Intensitäten des magnetisirenden Stromes:

Abstand der Pole	$I_1 = 5$	$I_2 = 10$	$I_3 = 17$	$I_4 = 45$
$0{,}05^{mm}$	5	10	22	52
0,25	8	14,5	23	55
0,45	10	16	25,5	58,5
1,20	9	18	27	65
2,20	7	18	27	66
2,80	5	18	27	66

[1]) Ritchie, Phil. Trans. 1833, Vol. II; Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 464 u. Bd. XXXII, S. 534.* — [2]) Joule Sturgeon's Annals of Electr. T. V, p. 187 u. 471. — [3]) Dal Negro l. c. — [4]) Nicklès, Compt. rend. T. XXXIX, p. 635. 1854;* Electro-aimants. p. 95 u. folgde.

Es ist klar, dass bei diesen Versuchen bei sehr grosser Nähe der Schenkel die Vertheilung des Magnetismus in ihnen geändert wird, die freien Magnetismen von den Polflächen mehr nach den einander gegenüber stehenden Seiten des Schenkels sich hinwenden, und so die Anziehung der Polflächen selbst gegen den aufgelegten Anker geringer wird. Bei etwas weiterer Entfernung der Schenkel nimmt die Tragkraft zu, bei noch weiterer, namentlich bei schwachen Strömen, aber wieder ab, da die von dem einen Pol auf die magnetischen Moleküle des Ankers ausgehende Wirkung dann sich nur schwach bis zum anderen Pol erstreckt, also beide Pole ihre Wirkung gegenseitig an den Berührungsstellen des Magnetes und Ankers nicht mehr bedeutend verstärken können.

h. Einfluss der Berührungsfläche.

364 Dieselben Wirkungen, wie auf die Tragkraft und Anziehung geradliniger Elektromagnete übt auch die Veränderung der Berührungsfläche auf dieselben Verhältnisse bei hufeisenförmigen Elektromagneten und Stahlmagneten aus. Genauere Untersuchungen sind indess hierüber nicht angestellt. Sie würden auch kaum zu allgemeineren Resultaten führen, da sich die Aenderung der Vertheilung der magnetischen Momente nicht vollständig übersehen lässt. — Dass die Tragkraft mit Verkleinerung der Berührungsfläche bis zu einem gewissen Grade zunimmt, ist eine alte Erfahrung. Deshalb schärft man auch gewöhnlich die Fläche der an die Polflächen von Stahlmagneten gelegten Anker zu einer Kante zu oder rundet sie ab, damit die Tragkraft grösser werde.

Die übrigen in Betreff der Tragkraft der Elektromagnete aufgestellten Sätze dürften kaum eine allgemeinere Gültigkeit haben, so auch der Satz von Barral[1]), nach welchem mit dem Gewicht des Ankers die Tragkraft bis zu einem Maximum wächst, welches erreicht wird, wenn Anker und Magnet gleich schwer sind. Eben dasselbe Verhältniss sollte sich ergeben, wenn bei gleichbleibendem Anker das Gewicht des Magnetes geändert wird.

365 Die permanente Tragkraft p hufeisenförmiger Stahlmagnete von verschiedenen Gewichten P von $^1/_{120}$ Loth bis zu 40 Pfund drückt Häcker[2]) durch dieselbe Formel, wie die der geradlinigen Magnete

$$p = a\sqrt[3]{P^2}$$

aus, wo a eine Constante.

Bei Häcker's Versuchen, bei welchen der Magnet fest aufgehängt war, so dass seine Polflächen nach unten gekehrt in einer Horizontalebene lagen, betrug die Tragkraft der Magnete:

[1]) Barral, Compt. rend. T. XXV, p. 757. 1847. — [2]) Häcker, Pogg. Ann. Bd. LVII, S. 321. 1842.*

Gewicht	$^{1}/_{120}$ Loth	$^{1}/_{16}$	$4^{1}/_{4}$ Pfd.	12	20	40	
Tragkraft. . . .	$^{50}/_{32}$ Loth	7 Loth	32 Pfd.	65	100	150	

Hiernach wäre für diese Magnete wie bei den geradlinigen Magneten $\log a = 1{,}60$ im Mittel.

Die Tragkraft soll hiernach im Verhältniss der dritten Wurzeln des Quadrats der Massen der Magnete stehen. Der Werth a ändert sich nach der Stahlsorte, welche zu den Magneten gebraucht wird. Die Form der Magnete soll nicht viel Einfluss haben. — Beim Zusammenlegen von 5 Lamellen zu einem Magnet ergab sich gleichfalls die Tragkraft des letzteren nach der obigen Formel, so dass offenbar die Tragkraft nicht der Summe der Tragkräfte der einzelnen Lamellen entspricht.

Die paracircularen Magnete fallen ganz in die Kategorie der ge- 366
radlinigen Magnete, oder, wenn sie aus mehreren auf dieselbe Axe geschobenen Scheiben bestehen, in die der Hufeisenmagnete.

Legt man an die verschiedenen Punkte der Ränder der Scheiben von circularen Magneten Eisenmassen, so zeigen sich einige leicht erklärliche Abweichungen. Besteht ein solcher Magnet aus zwei Eisenscheiben, die durch einen mit einer Spirale umgebenen Eisenstab verbunden sind, und legt man parallel dem Eisenstab seitlich an die Peripherie beider Scheiben einen Stab als Anker an, so wird nicht nur dieser getragen, sondern auch an anderen Stellen der Peripherie kann man andere Stäbe als Anker anlegen, die gleichfalls noch gehalten werden. Indess nimmt die gesammte Tragkraft nicht proportional der Zahl der Anker zu, sondern ist bei zwei Ankern etwa nur $1^{1}/_{2}$ mal so gross, wie bei einem.

Wendet man einen Radmagnet mit drei Scheiben an, so erhält man die grössere Tragkraft, wenn die beiden zwischen den Scheiben befindlichen Magnetisirungsspiralen im gleichen Sinne von den Strömen durchflossen sind. Bei gleicher Eisenmasse und derselben magnetisirenden Kraft ist die Tragkraft indess bei Anwendung von nur zwei Scheiben grösser.

Bei einem solchen Magnet, dessen Scheiben:

a. 0,09 Meter Durchmesser,	0,009 Meter Dicke	und 450	Grm. Gew.
b. 0,06 „ „	0,009 „ „	„ 195	„ „
c. 0,09 „ „	0,018 „ „	„ 900	„ „

hatten, betrugen die Tragkräfte gegen einen cylindrischen Stab bei gleichen Stromintensitäten I

	I_1	I_2	I_3	I_4
a.	6 Kilogr.	$8^{1}/_{2}$	9	9
b.	9	9	11	12 bis 13
c.	9 bis 10	13 bis 14	14	14 bis 15

Es wächst also die Tragkraft einmal mit der wachsenden Masse der Scheiben, sodann mit Verminderung ihres Durchmessers; im ersten Falle,

weil die schwereren Magnete dem Anker eine grössere Berührungsfläche darboten, im zweiten, weil sich die Magnetisirung auf wenigere Punkte des Umfanges der Scheiben verbreitete, welche überdies dem magnetisirten Kerne näher lagen, so dass jedes einzelne Theilchen an der Peripherie der kleineren Scheiben stärker in die magnetische Lage gerichtet werden konnte. — Werden die Scheiben in der Nähe des Kerns bei unverändertem Rande dünner gemacht, so vermindert sich dadurch ihre Tragkraft nicht.

Steckt man auf denselben Kern zwei verschiedene Scheiben und untersucht ihre Tragkraft einzeln, so zeigt die kleinere und dünnere Scheibe die grössere Tragkraft, da bei dieser die einzelnen Punkte der Ränder stärker magnetisirt sind.

Sind die Scheiben verschieden weit von einander entfernt auf den stets mit derselben Magnetisirungsspirale umgebenen Eisenkern aufgeschoben, so nimmt die Tragkraft mit ihrer Entfernung von einander erst zu, dann ab, wie bei den gewöhnlichen Hufeisenmagneten. So ergab sich die Tragkraft u. A. bei zwei Scheiben von 9 Centimeter Durchmesser und 2 Centimeter Dicke, die in der Mitte auf 8 Millimeter Dicke ausgehöhlt und auf eine 35 Millimeter dicke Axe aufgeschoben waren, bei zwei Intensitäten I und I_1 des die Spirale durchfliessenden Stromes [1]:

Abstand der Ränder der Scheiben.	I	I_1
0	1	$1^1/_2$
Papierdicke	3	5
1^{mm}	5	10
2	9	12 bis 13
10	9	15
14	7	15

367 Bei einem Dreizackmagnet, dessen äussere beide Schenkel eine entgegengesetzte Polarität hatten, wie der mittlere, ergab sich nach Nicklès [2]) die Tragkraft A_m des mittleren Poles, die Tragkraft A_{ma} des mittleren und eines äusseren Poles, endlich die Tragkraft A_{ama} aller drei durch einen parallelepipedischen Anker verbundener Pole bei verschiedenen Intensitäten I der magnetisirenden Ströme:

I	A_m	A_{ma}	A_{ama}
1188	3 Kilogr.	80	130
1041	2	68	120
263	—	6	15
203	—	3	4

[1]) Nicklès, Electro-aimants p. 169.* — [2]) Nicklès, Electro-aimants p. 108.*

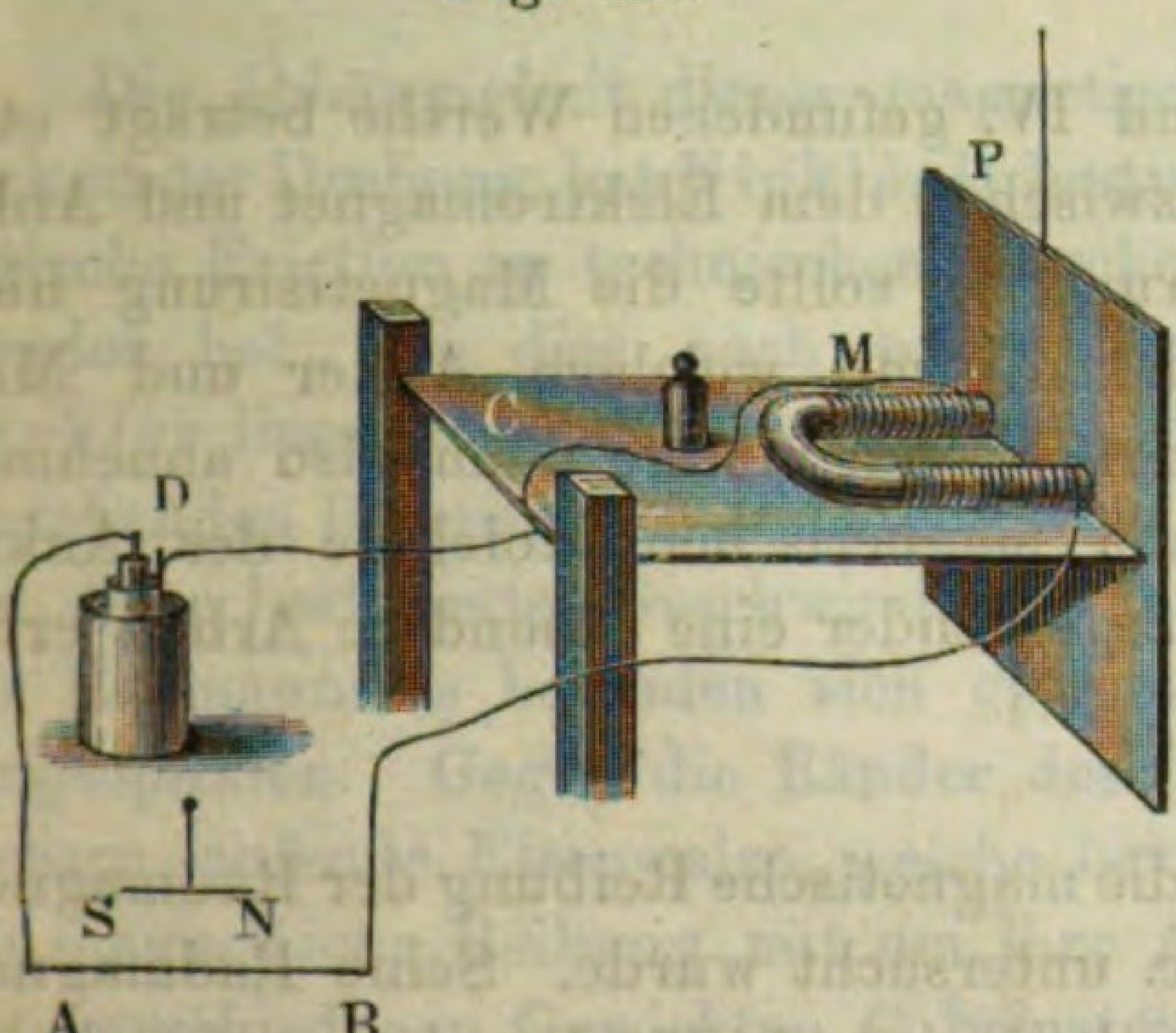
Mit der Gestalt der Anker ändert sich das Verhältniss der drei verschiedenen Tragkräfte.

V. Magnetische Reibung.

Die magnetische Anziehung eines Magnetes oder Elektromagnetes gegen seinen Anker bedingt auch, dass, wenn man den Anker von dem Magnet seitlich abschieben will, die dazu erforderliche Kraft grösser ist, als ohne die Magnetisirung des Magnetes. 368

Weber[1]) hat diese „magnetische Reibung" untersucht, indem er auf dem einen Ende eines um eine horizontale Axe beweglichen Brettes *C* einen hufeisenförmigen Elektromagnet *M* befestigte und vor den Polen desselben eine Eisenplatte *P* als Anker an einem Faden aufhängte (Fig. 184). Der Strom

Fig. 184.



eines Daniell'schen Elementes *D* wurde durch einen horizontalen, in der Richtung des magnetischen Meridians liegenden Drath *AB* geleitet, über dem eine Magnetnadel *NS* stand, und dann durch die Drathwindungen des Elektromagnets. Derselbe zog dadurch die Platte *P* an. Das Brett *C* wurde nun mit Gewichten belastet, bis es niedersank. Sodann wurde an das Brett nahe bei dem Hufeisen ein Faden angeknüpft, dieser vertical zum einen Ende eines oberhalb befindlichen Wagebalkens geführt, und auf die am andern Ende desselben hängende Schale ein Gewicht gelegt, welches das Brett mit dem Hufeisen und der auf ihm stehenden Last gerade aequilibrirte. Dieses Gewicht ist ein Maass für die magnetische Reibung.

Bei einem Strom von solcher Stärke, dass ein 14,7^{mm} langes Stück desselben als verticaler Kreisbogen von 14,7^{mm} Halbmesser auf eine in seinem Mittelpunkt befindliche Nadel dasselbe Drehungsmoment ausübt, wie die horizontale Componente des Erdmagnetismus, betrug die durch die magnetische Reibung bedingte Tragkraft im Mittel 7240 Grm.

Die Grösse dieser magnetischen Reibung ist dadurch bedingt, dass die magnetische Anziehung auf den Anker und Magnet gerade so wirkt, als wenn der eine gegen den anderen durch ein grösseres Gewicht gegengedrückt würde. Die zum Abschieben erforderliche Kraft müsste

[1]) Weber, Resultate. 1840, S. 46.*

dann der Tragkraft proportional sein, wenn nicht zugleich der Reibungscoefficient geändert würde.

Barral [1]) glaubt dieses Letztere durch Versuche bewiesen zu haben, bei denen er den Anker eines 7,86 Kilogr. schweren Elektromagnets, dessen Polflächen horizontal standen, erst in verticaler (I), dann in einer gegen die Verticale um 41° 59′ (II) und 63° 12′ (III) geneigten, endlich in horizontaler Richtung (IV) abriss. Er bedurfte dazu folgender Gewichte:

Gewicht des Ankers.	I.	II.	III.	IV.
0,20	33 Kilogr.	16	14	—
2,82	183	110	79	61
6,78	267	144	113	103
9,25	295	—	—	131
15,00	235	138	138	80

Das Verhältniss der ad I. und IV. gefundenen Werthe beträgt etwa 0,3. Da der Reibungscoefficient zwischen dem Elektromagnet und Anker vor der Magnetisirung 0,23 betrug, so sollte die Magnetisirung nicht nur wie ein stärkerer Druck wirken, mit welchem Anker und Magnet gegen einander gepresst würden. Man müsste dann also annehmen, dass etwa noch die Umlegung der magnetischen Moleküle des Ankers und Magnetes bei ihrem Gleiten an einander eine besondere Arbeit erforderte. —

369 Von besonderem Interesse ist die magnetische Reibung der Radmagnete, wie sie zuerst von W. Weber l. c. untersucht wurde. Seine Radmagnete, Fig. 185, bestanden aus einer Eisenscheibe (von 147mm Durchmesser und 58mm Dicke) mit aufgeworfenen Rändern. Um die zwischen diesen Rändern befindliche Rinne (22mm breit und 50mm tief) war übersponnener Kupferdrath gewickelt. Seitlich war die eiserne Scheibe mit hölzernen rinnenförmigen Fassungen versehen, in die gleichfalls Drathwindungen eingewunden wurden. Das so gebildete Rad konnte sich um zwei metallene Zapfen drehen, welche mit den Enden der Drathwindungen und den Polen der Scala verbunden wurden. Die Dräthe auf der Peripherie des Rades waren so verbunden, dass der Strom die beiden äusseren in gleicher, den in der mittleren Rinne in der entgegengesetzten Richtung durchfloss. Die beiden aufgeworfenen Ränder des Rades sind dann auf ihrer ganzen Peripherie, der eine nord-, der andere südpolar. — Als Weber einen solchen Radmagnet statt des Hufeisenmagnets auf dem Brett Fig. 184 befestigte, so dass seine beiden Ränder auf der vertical aufgehängten Eisenplatte P glitten, und bei der Bewegung

Fig. 185.



[1]) Barral, Compt. rend. T. XXV, p. 757. 1847.*

des Brettes die Drehung des Rades verhindert wurde, betrug die magnetische Friction im Mittel 14000 Grm. bei Anwendung eines Stromes, der in einem verticalen Kreisbogen von 30,76^{mm} Länge und 30,76^{mm} Radius auf eine Nadel im Centrum wie die horizontale Componente des Erdmagnetismus wirkt. — Lag nur der eine Rand des Rades auf der Ankerplatte auf, so betrug die magnetische Friction nur 2163 Grm. — Die magnetische Friction nimmt hier bei schwächeren Magnetisirungen mit dem Quadrat der Stromstärke zu.

Lässt man einen solchen Radmagnet auf einer eisernen Schiene ruhen, und bestimmt die Neigung der letzteren, bei der er herunter zu rollen beginnt, so kann man auch die rollende Reibung desselben bestimmen. Bei den Versuchen von Weber betrug der hemmende Einfluss der Magnetisirung nicht mehr, als durch die Vermehrung des Druckes bedingt sein konnte, welche der Radmagnet gegen die Unterlage durch die magnetische Anziehung erfuhr.

Die Abhängigkeit dieser magnetischen Reibung von der Geschwindigkeit der Drehung hat Nicklès[1]) bestimmt, welcher namentlich die magnetische Friction zu technischen Zwecken (s. den technischen Theil) verwendet hat, wie dies auch schon von Weber vorgeschlagen wurde. 370
Nicklès liess einen aus drei auf einen Eisenstab aufgesetzten Eisenrädern bestehenden Radmagnet vermittelst eines Triebwerkes durch Menschenkraft mit einer bestimmten Geschwindigkeit umdrehen. Zwischen den Scheiben des Radmagnetes befanden sich getrennt von demselben die Magnetisirungsspiralen. Gegen die Ränder des Radmagnetes lag eine eiserne, auf Lagern laufende Eisenwalze, welche bei der Drehung des Magnetes durch die magnetische Reibung mit um ihre Axe gedreht wurde. Durch einen mit verschiedenen Gewichten G belasteten Prony'schen Zaum wurde die Geschwindigkeit der Rotation der Eisenwalze auf ein Bestimmtes reducirt. Auf diese Weise fanden sich bei zwei Versuchsreihen die folgenden Gewichte G bei verschiedenen Anzahlen V der Umdrehungen des Radmagnetes pro Minute:

I.		II.	
V	G	V	G
60	7 Kilogr.	96	10
615	7	203	9
1810	5,5	810	8
1992	6	1600	7,1

Es wird hiernach die magnetische Reibung mit Zunahme der Drehungsgeschwindigkeit nur wenig kleiner; ein Beweis, dass sich die magnetische

1) Nicklès, Brevet d'invention 9 août. 1850; Electro-aimants p. 200 et 248.*

Vertheilung bei Berührung der verschiedenen Theile des Randes des Radmagnetes mit der als Anker dienenden vorgelegten Walze in sehr kurzer Zeit vollständig herstellt.

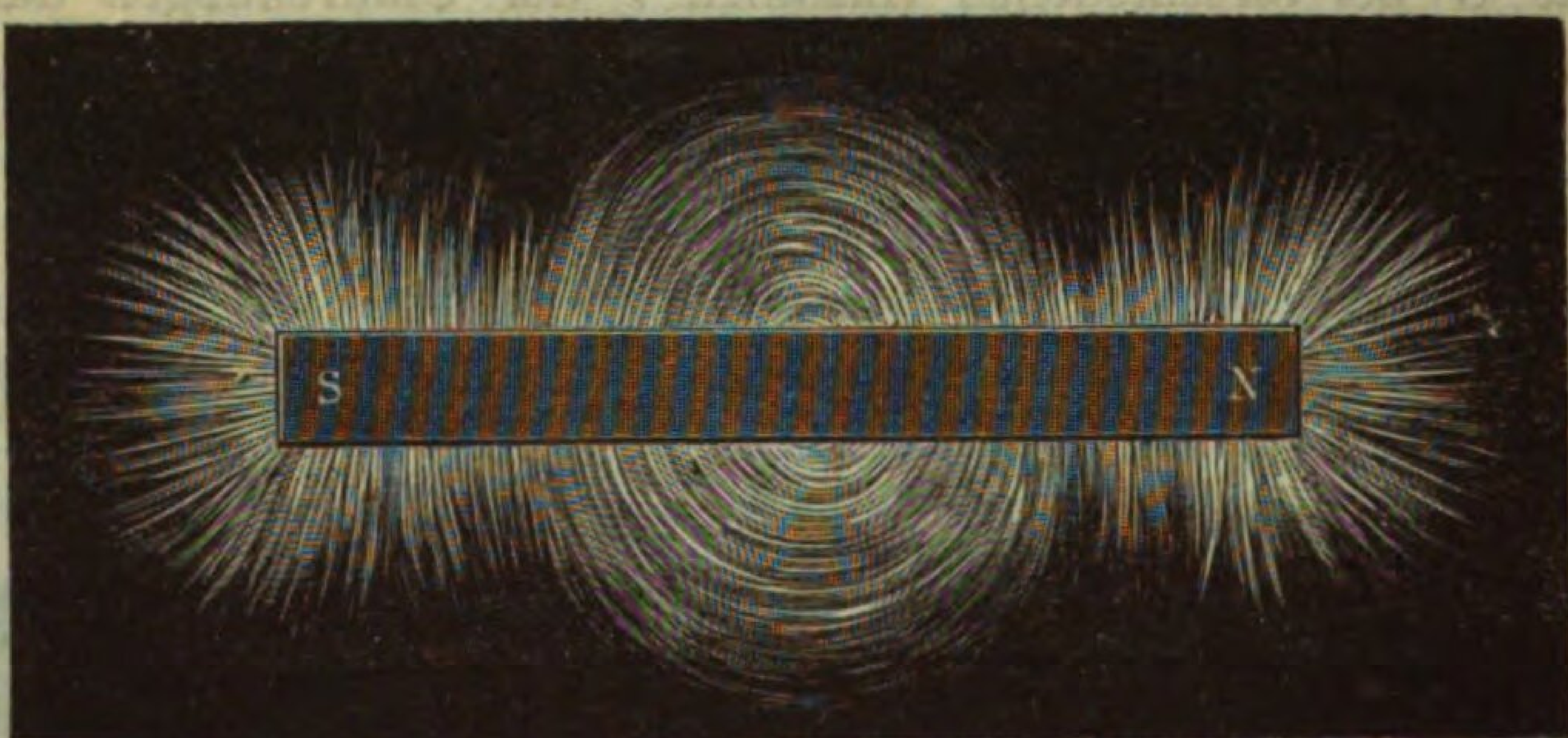
Dasselbe zeigen einige andere Versuche, bei denen eine Eisenstange, deren eines Ende an einer horizontalen Axe befestigt war, in einem Abstand von 2^{mm} von oben her den Rändern der Scheiben des Radmagnetes parallel seiner Axe gegenübergestellt wurde. Eine am andern Ende der Stange befestigte Schnur wurde über Rollen geleitet und am andern Ende mittelst einer Wagschale mit Gewichten belastet, bis dieselben die Stange von dem in verschieden schnelle Rotation versetzten Radmagnet abrissen.

Wendet man statt der Radmagnete paracirculare Magnete an, so nimmt die Anziehung mit der Drehungsgeschwindigkeit viel schneller ab, da hier eine längere Zeit vergeht, bis die neue Polarität sich herstellt.

VI. Magnetische Figuren.

371 Befindet sich ein längliches Eisentheilchen unter dem magnetischen Einfluss zweier Magnetpole, so wird es magnetisch, indem seine Längsrichtung zugleich mit seiner magnetischen Axe zusammenfällt. Ist das Theilchen im Raum frei beweglich, so bewegt es sich zu dem Pol, durch welchen es stärker angezogen wird. Ist es um seinen Mittelpunkt drehbar, so stellt es sich in einer bestimmten Lage ins Gleichgewicht. Eine solche Einstellung von Eisentheilchen nimmt man wahr, wenn man die beiden Pole eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes oder Elektromagnetes, oder auch die eine Seitenfläche eines geraden Stahlmagnetes oder eines

Fig. 186.



natürlichen Magnetsteines mit einem Papier oder einer Glastafel bedeckt und nun Eisenfeile darauf streut. Dieselben ordnen sich dann in bestimmte Curven, welche z. B. in Fig. 186 und 187 für einen geradlinigen Stahl-

magnet und einen Hufeisenelektromagnet mit kreisförmigen Polflächen abgebildet sind. Zunächst lagern sich die Eisenfeile nicht in der Mitte der Polflächen, da daselbst der freie Magnetismus sehr gering ist, sondern hauptsächlich an den Rändern. An den Rändern selbst richten sich die Feilspäne in divergirenden Strahlen nach oben, da die oberen Enden derselben alle eine gleiche und dem Pol des Magnetes gleichnamige Polarität erhalten. Jenseit der Ränder bleibt bei Anwendung stärkerer Mag-

Fig. 187.

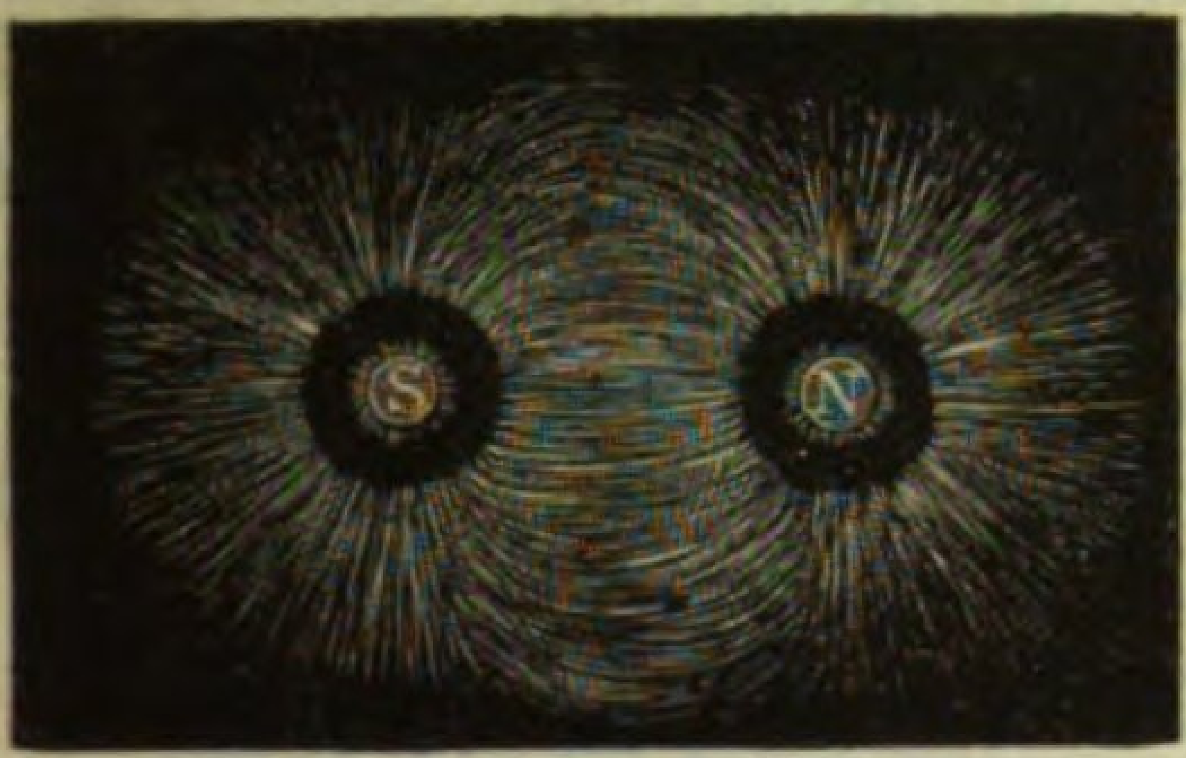


Fig. 188.



nete ein von den Feilspänen entblösster Raum, da in der Nähe der Pole ihre Anziehung gegen die Feilspäne die Reibung der letzteren an der Unterlage überwindet, und sie so zu den Polen hingezogen werden. Weiter entfernt von den Polen laufen die von den Feilspänen gebildeten magnetischen Curven zusammen, indem die in gleichem Sinn durch beide Pole magnetisirten Eisentheilchen sich anziehen.

Sind dagegen die Pole des Magnetes gleichartig erregt, so stossen sich in der Mitte zwischen beiden die im entgegengesetzten Sinne magnetisirten Eisentheilchen ab und die magnetischen Curven divergiren, wie in Fig. 188.

Wie bei Anwendung zweier getrennter Pole, kann man auch bei Anwendung von Dreizackmagneten und vielschenkligen Magneten mit gleichnamigen und ungleichnamigen Polflächen und von Guillemin-Romershausen'schen Magneten diese magnetischen Figuren darstellen. Ihre Gestalt ergiebt sich ohne Weiteres.

Will man die magnetischen Curven fixiren, so drückt man auf die Eisenfeile, welche sich auf einer auf die Magnetpole gelegten Glasplatte geordnet haben, ein mit Stärkekleister bestrichenes Papier. Dabei werden indess die an den Polen aufgerichteten Eisenfeile herabgedrückt[1]). — Besser stellt man nach Nicklès die magnetischen Figuren auf Wachspapier dar und erhitzt dasselbe sodann von oben durch einen darüber gehaltenen heissen Deckel eines Schmelztiegels. Das Wachs zieht sich hierbei zwischen die Eisenfeile und befestigt sie nach dem Erkalten in ihrer Lage[2]).

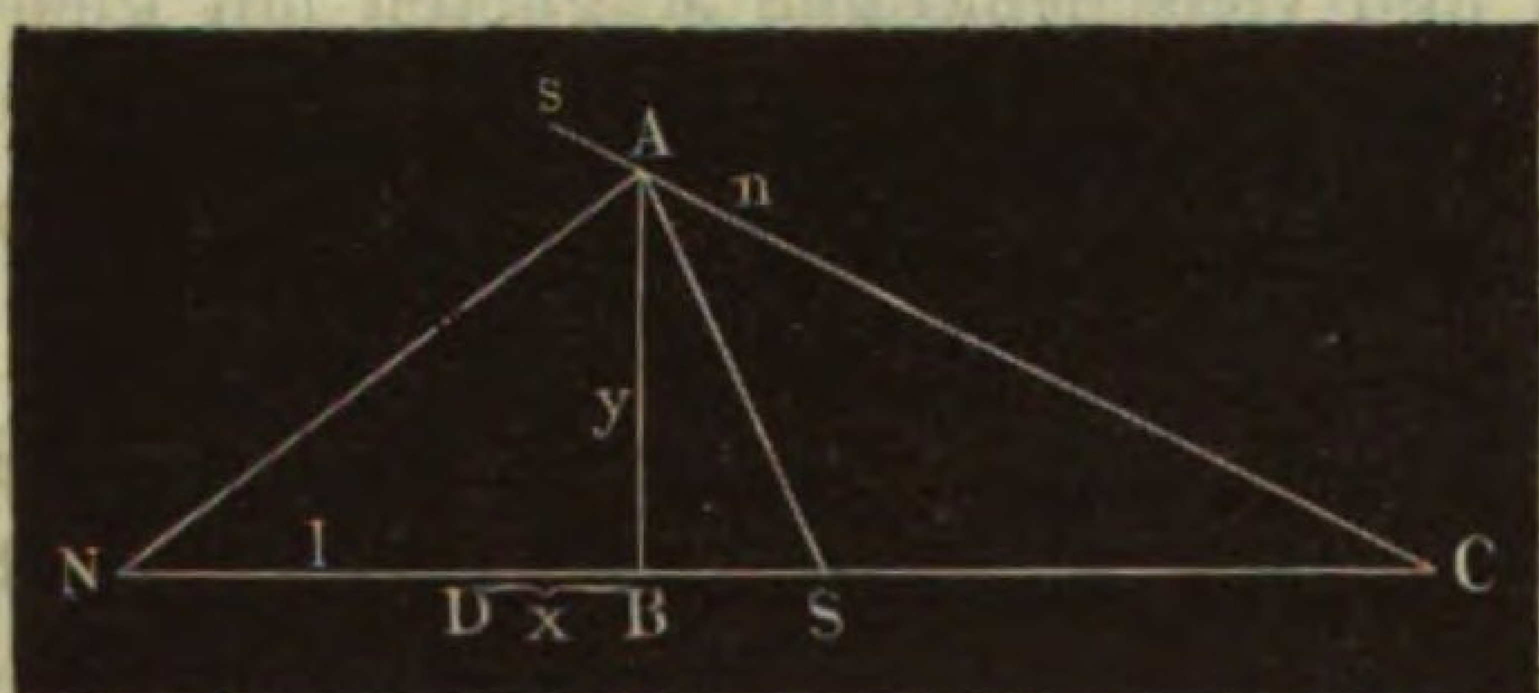
[1]) De Haldat, Mém. de l'Acad. de Nancy. 1839, p. 43. — [2]) Kohn, Dingl. Journ. Bd. CXXIV, S. 466. 1852; Nicklès, Electro-aimants p. 46.*

372 Diese magnetischen Curven waren schon dem Lucrez bekannt. Später untersuchten sie la Hire, Musschenbroek, Bazin [1]) und namentlich Lambert [2]). Mit Ausnahme von Musschenbroek, der schon die Eisenfeile als kleine, von den Magnetpolen gerichtete Magnetnadeln betrachtete, nahm man meist in früheren Zeiten an, dass die magnetischen Curven ein Bild von der Verbreitung der magnetischen Wirkung der Pole des Magnetes nach aussen gäben, indem man diese Wirkung gewissermaassen als eine Emanation der magnetischen Kraft von den magnetischen Polen her betrachtete. Es ist dies eine auch in neuerer Zeit sowohl bei Untersuchung elektrischer wie auch magnetischer Phänomene vorkommende Verwechselung der, wie die allgemeine Gravitation, die elektrischen und magnetischen Anziehungen in die Ferne wirkenden Anziehungskräfte und der von Theilchen zu Theilchen stattfindenden Fortpflanzung von Bewegungen (von lebendiger Kraft), welche z. B. bei der Fortpflanzung des Schalles und des Lichtes hervortritt (vgl. im Cap. Diamagnetismus).

373 Nachdem es Lambert nicht gelungen war, bei der mangelnden Kenntniss des Gesetzes der Abnahme der magnetischen Anziehung mit der Entfernung die Gesetze der magnetischen Curven vollständig zu begründen, ist dies von Robinson, Playfair, Leslie [3]) und namentlich Roget [4]) geschehen.

Die Eigenschaften der magnetischen Curven entwickeln sich aus der Betrachtung, dass dieselben aus einzelnen linearen Eisentheilchen bestehen, welche durch die Einwirkung der Magnetpole magnetisirt werden. Sie werden durch die Reibung an der Unterlage an einer fortschreitenden Bewegung ihrer ganzen Masse gehindert, können sich aber um ihren Schwerpunkt drehen. Seien N und S, Fig. 189, die beiden Pole des Magnetes von der Länge $2l$, welche wir als Punkte annehmen wollen; A sei der Mittelpunkt eines der kleinen magnetisirten Eisentheilchen ns, dessen Länge 2λ sei. Ist das letztere sehr klein, so können wir uns die Pole desselben als mit seinem Mittelpunkt A zusammenfallend denken. Durch die Wirkung beider Pole drehe sich das Theilchen so, dass seine Axe ns mit seiner Verbindungslinie mit dem Magnetpol S den Winkel ACS mache. Die an den Polen von NS und ns angehäuften

Fig. 189.



[1]) Vergl. Gehler's Wörterbuch Bd. VI, 2, S. 817.* — [2]) Lambert, Mém. de l'Acad. de Berlin. 1767, p. 49. — [3]) Gehler's Wörterbuch l. c. — [4]) Roget, Journ. of the Royal Institution, 1831. Nr. 2, p. 311.

freien magnetischen Fluida seien m und μ. Die Kräfte, welche von den Polen N und S z. B. auf den Nordpol des Theilchens wirken, sind dann

$$\frac{m\mu}{AN^2} \text{ und } -\frac{m\mu}{AS^2}.$$

Soll das Theilchen ns in Ruhe sein, so müssen die durch diese Kräfte auf dasselbe ausgeübten Drehungsmomente gleich sein, d. i.

$$2\lambda\frac{m\mu}{AN^2}\sin NAC = 2\lambda\frac{m\mu}{AS^2}\sin SAC$$

oder

$$\frac{\sin NAC}{AN^2} = \frac{\sin SAC}{AS^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Nun ist

$$\sin NAC = \frac{NC.\sin NCA}{AN}, \quad \sin SAC = \frac{SC \sin SCA}{AS},$$

also da $\angle SCA = NCA$,

$$\frac{NC}{AN^3} = \frac{SC}{AS^3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Denken wir uns eine Reihe von Theilchen ns, welche mit ihren Enden an einander liegen und alle durch die Wirkung der Magnetpole gerichtet werden, so bilden sie zusammen eine magnetische Curve und jedes Theilchen ns hat die Richtung ihrer Tangente. Es folgt also aus der Gleichung (2):

Legt man an irgend einen Punkt A einer magnetischen Curve eine Tangente, so schneidet sie die Verbindungslinie der Magnetpole in einem Punkt C, dessen Abstände NC und SC von den Magnetpolen sich wie die dritten Potenzen des Abstandes der Magnetpole von dem Punkt der magnetischen Curve verhalten.

Nehmen wir den Halbirungspunkt D von NS als Coordinatenanfangspunkt, bezeichnen das von A auf NS gefällte Loth AB mit y, DB mit x, so ist

$$BC.tg\,ACB = y, \text{ also } BC = -\frac{y}{\frac{dy}{dx}},$$

daher

[1]) Vergl. auch A. H. Mechanic's Magazine. T. XLV, p. 206; Fortschritte. 1846, S. 576*; Dienger, Grunert's Archiv. Bd. XII, S. 307. 1849.

$$NC = (l + x) - \frac{y}{\frac{dy}{dx}}, \quad SC = -\frac{y}{\frac{dy}{dx}} - (l - x),$$

$$AN = \sqrt{(l + x)^2 + y^2}, \quad AS = \sqrt{(l - x)^2 + y^2}.$$

Beim Einsetzen dieser Werthe in Gleichung (2) erhalten wir die Bedingungsgleichung für die magnetische Curve

$$\frac{y - (l + x)\frac{dy}{dx}}{\sqrt{(l + x)^2 + y^2}^3} - \frac{y + (l - x)\frac{dy}{dx}}{\sqrt{(l - x)^2 + y^2}^3} = 0,$$

deren Integral ist:

$$\frac{l + x}{\sqrt{(l + x)^2 + y^2}} + \frac{l - x}{\sqrt{(l - x)^2 + y^2}} = Const. \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Die beiden Summanden auf der linken Seite sind aber die Cosinus der Winkel ANS und ASN.

Es ist mithin die Summe der Cosinus der Winkel, welche die Verbindungslinien der Pole des Magnetes und der Punkte der magnetischen Curve mit der Axe des Magnetes machen, eine constante Grösse.

Nach diesem Satz lässt sich die magnetische Curve in folgender Weise construiren. Beschreibt man um die Magnetpole N und S zwei Kreise mit gleichem Radius, und errichtet auf der Magnetaxe NS Lothe, welche die Peripherieen beider Kreise in je zwei Punkten schneiden, so sind die Durchschnittspunkte der zu diesen Punkten führenden Radien beider Kreise Punkte der magnetischen Curve, da die Summe der Cosinus der Winkel, welche die betreffenden Radien mit der Magnetaxe NS machen, constant dem Werthe NS gleich ist.

Sind die Pole N und S gleichnamig, so ändert sich nichts an der mathemathischen Betrachtung. Der Punkt C würde dann zwischen die Pole N und S rücken, und so würden die Curven von den Polen aus divergiren.

Bei diesen Betrachtungen ist die Wechselwirkung der einzelnen kleinen, auf einander folgenden magnetischen Eisentheilchen auf einander nicht berücksichtigt, welche die Gestalt der magnetischen Curve ein wenig ändern würde.

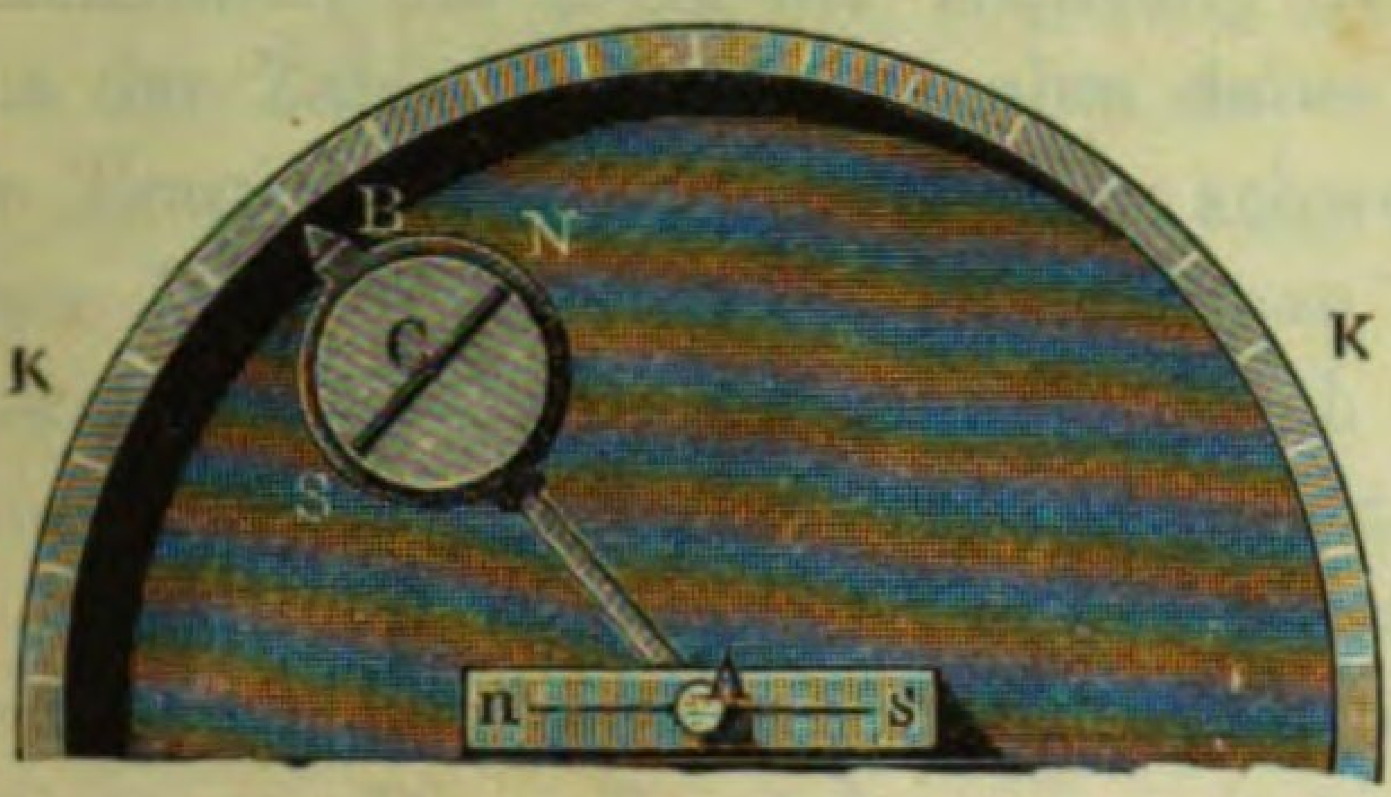
Ein Instrument, vermittelst dessen man diese Curven zeichnen kann, ist von Roget[1]) angegeben worden.

374 Die nach obiger Rechnung bestimmte Einstellung eines magnetischen Eisentheilchens oder einer kleinen Magnetnadel unter Einfluss zweier Magnetpole ist von Munke nach einem Verfahren geprüft worden, welches im

[1]) Gehler's Wörterb. Bd. VI, 2, S. 835.*

Princip zuerst von **Lambert** (l. c.) angegeben worden ist. Auf der Mitte eines auf einem horizontalen Brett verzeichneten Kreises *KK*, Fig. 190,

Fig. 190.



befand sich eine an einem Coconfaden in der Ebene des Meridians schwebende Magnetnadel *ns*. Um eine in der Verlängerung des Aufhängefadens derselben liegende Axe bewegte sich unterhalb der Nadel auf dem Brett ein Lineal von Holz *AB*, dessen Stellung auf der Kreistheilung *KK* abgelesen wurde. Auf dem Lineal liess sich eine Kreisscheibe *C* verschieben, auf der ein Magnetstab *NS* in verschiedenen Lagen befestigt werden konnte. Der Magnet *NS* wurde in je um 10 Grad gegen einander geneigten Lagen auf die Scheibe *C* aufgelegt, und nun das die Scheibe tragende Lineal so lange gedreht, bis die Nadel *ns* in der Ebene des Meridians verblieb. Die Winkel zwischen der Magnetnadel *ns* und der Axe des Magnetes *NS* ergaben sich leicht aus der Stellung des Lineals auf der Kreistheilung und des Magnetes *NS* auf der Scheibe *C*. Nach Berechnung der Abstände der Pole *S* und *N* von der Mitte der Nadel *ns* ergab sich die Stellung von *NS* nahezu der oben entwickelten Formel entsprechend [1]).

[1]) **Munke**, Gehler's Wörterb. Bd. VI, 2, S. 829.*

Viertes Capitel.

Wechselbeziehungen zwischen dem Magnetismus und den mechanischen Veränderungen der Körper.

I. Einfluss der Erschütterungen auf den Magnetismus.

375 Zwischen dem magnetischen und mechanischen Verhalten der Körper bestehen die innigsten Beziehungen. So haben wir schon §. 273 erwähnt, dass die durch gleiche Kräfte erzeugte temporäre und permanente Magnetisirung des Eisens und Stahles von der Härte derselben abhängig ist. Durch die in den §§. 284 und flgde. gegebene Theorie haben wir den Grund dieser Abhängigkeit auf mechanische Bewegungen der magnetischen Molecüle des Eisens und Stahles zurückzuführen gesucht. Diese Anschauung wird noch viel wahrscheinlicher durch die Beobachtung, dass mechanische Einflüsse, welche die Gestalt oder Molecularanordnung eines Körpers ändern, auch seinen Magnetismus verändern können, umgekehrt aber auch die Magnetisirung für sich allein schon sichtbare Gestaltsveränderungen desselben hervorbringen kann. Diese letzteren Wirkungen sind sorgfältig von einfachen elektromagnetischen und magnetischen Anziehungserscheinungen zu sondern, durch welche äussere Einflüsse gleichfalls Gestaltsänderungen der magnetisirten Körper hervorgerufen werden, die zuweilen zur Entstehung von Schwingungen und Tönen (siehe dieses Capitel) Veranlassung geben.

Zuerst wirken Erschütterungen in unbestimmter Richtung sowohl auf den Magnetismus eines unter dem Einflusse einer Magnetisirungsspirale oder anderer magnetisirender Kräfte temporär magnetisirten, als auch eines nach Aufhebung derselben permanent magnetisirten Stabes.

Wird ein Eisen- oder Stahlstab erschüttert, während die magnetisirende Kraft auf ihn wirkt, z. B. während er in einer Magnetisirungsspirale sich befindet, so wächst dabei sein temporärer Magnetismus und auch der nach Aufhebung derselben zurückbleibende permanente Magnetismus.

So legte Gilbert [1]) Eisenstangen horizontal in die Richtung des magnetischen Meridians oder zog sie in dieser Richtung durch ein Zieheisen und schlug sie in der nordsüdlichen Lage. Auch Scoresby [2]) schlug Eisenstäbe, die er in der Richtung der Inclinationslage aufgestellt hatte. Mit der Zahl der Schläge nahm dabei die Magnetisirung, gemessen durch die Tragkraft gegen verschieden schwere Eisennägel oder die Ablenkung einer Magnetnadel zu. — Kehrt man die auf diese Weise magnetisirten Stangen um, dass ihr oberes, durch das Schlagen südpolar gewordenes Ende nach unten gekehrt ist, so kehrt sich die Magnetisirung um.

Erschüttert man einen Magnetstab, nachdem die magnetisirende Kraft aufgehört hat zu wirken, so vermindert sich sein permanenter Magnetismus. Diese Erscheinungen sind schon seit langer Zeit bekannt.

Hat man einen Magnetstab durch einen galvanischen Strom magnetisirt und ihm sodann durch einen dem magnetisirenden Strome entgegengerichteten Strom seinen permanenten Magnetismus zum Theil oder völlig entzogen oder sogar denselben umgekehrt, so nimmt er beim Erschüttern einen Theil seines früheren Magnetismus wieder an. Es ist also auf diese Weise möglich, einen ganz unmagnetischen Stab herzustellen, der durch Erschütterungen magnetisch wird. Hierbei kann selbstverständlich der Stab senkrecht gegen den magnetischen Meridian gestellt und so dem Einflusse des Erdmagnetismus entzogen werden [3]).

Nehmen wir an, dass die magnetischen Körper aus Molecularmagneten bestehen, welche durch die magnetisirenden Kräfte gerichtet werden, nach Aufhebung derselben aber wieder in ihre frühere Lage zurückkehren, wobei sie indess jedesmal durch eine Aenderung der Molecularkräfte, etwa wie durch eine Reibung aneinander, gehindert werden, völlig den auf sie wirkenden Kräften zu folgen, so werden durch die Erschütterungen die Theilchen in Bewegung gesetzt werden; die Reibung der Ruhe zwischen ihnen würde gewissermaassen in eine Reibung der Bewegung verwandelt. Daher werden in allen Fällen die Theilchen den gerade auf sie wirkenden Kräften mehr folgen können. Wirken während der Erschütterung die magnetisirenden Kräfte, so nimmt dann der temporäre Magnetismus zu; wirken nur die die Molecüle in die stabilere Gleichgewichtslage zurückführenden Molecularkräfte, so ändert sich der permanente Magnetismus im entgegengesetzten Sinne. — Es verhält sich in dieser Beziehung der Magnetismus eines Magnetstabes genau wie die Gestaltsveränderung eines Körpers, z. B. seine Torsion oder Biegung, wenn er während oder nach Aufhebung der wirkenden Kräfte erschüttert wird. Im ersten Falle nimmt seine temporäre Gestaltsveränderung zu, im zweiten wird der Körper mehr oder weniger in den Zustand zurückgeführt, den er vor dem Einflusse der Kräfte besass, die seine Gestalt temporär und auch permanent geändert haben.

[1]) Gilbert, De magnete, 1600. — [2]) Scoresby, Phil. Trans. 1822, Vol. II, p. 241.* — [3]) Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. C, S. 241. 1857.*

II. Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus.

1. Einfluss der Torsion auf den Magnetismus.

376 Vollständiger als bei diesen Versuchen lassen sich die Beziehungen zwischen dem mechanischen und magnetischen Verhalten der Körper bei der Torsion derselben untersuchen. — Zunächst ändert die Torsion eines magnetisirten Stabes seinen Magnetismus.

Ueber diesen Gegenstand sind zuerst einige Experimente von Matteucci, sodann ausführlichere Untersuchungen von Wertheim und von mir angestellt worden.

Matteucci[1]) hat den Einfluss der Torsion auf den Magnetismus eines Eisenstabes untersucht, indem er ihn in horizontaler Lage senkrecht gegen den magnetischen Meridian zwischen zwei Klemmen einspannte, von denen die eine auf einem Statif festgestellt war, die andere um eine horizontale Axe in einem Lager gedreht werden konnte. Der Eisenstab war mit einer Magnetisirungsspirale umgeben, durch die ein Strom geleitet wurde. Um den Stab wurde noch eine zweite Inductionsspirale gelegt, deren Enden mit dem Galvanometer verbunden waren. Bei den Hin- und Herdrehungen des Stabes änderte sich sein magnetisches Moment, und in der ihn umgebenden Inductionsspirale wurden galvanische Ströme inducirt, deren Richtung die Zu- oder Abnahme des Momentes des Magnetstabes angab.

In ganz ähnlicher Weise, nur mit vollkommneren Hülfsmitteln, hat Wertheim[2]) seine Versuche angestellt. Seine Stäbe waren etwa 1 Meter lang, und hatten kreisförmige, quadratische und rechteckige Querschnitte von über 1 □ Centimeter Flächeninhalt.

Auch E. Becquerel (siehe Wertheim l. c.) hat ähnliche Experimente angestellt.

377 Ich selbst habe die Beobachtungen in folgender mehr directen Weise ausgeführt:

Flache Stahlstäbe von 227 Millimeter Länge, 2 Millimeter Dicke und 7,2 Millimeter Breite wurden durch Einschieben in eine vom galvanischen Strome durchflossene Spirale verschieden stark magnetisirt. Sie wurden sodann mit dem einen Ende in eine an einem Statif befestigte Zwinge von Messing eingeschraubt. Eine zweite Zwinge von Messing diente zur Befestigung des anderen Endes der Stäbe. Diese zweite Zwinge setzte sich in einen Cylinder von Messing fort, der in einem an dem Statif des Apparates angebrachten Lager lief und in demselben ver-

[1]) Matteucci, Compt. rend. T. XXIV, p. 301. 1847.* — [2]) Wertheim, Compt. rend. T. XXXV, p. 702. 1852*; Ann. de chim. et de phys. [3] T. L, p. 385. 1857*; vergl. auch eine Andeutung von Choron, Compt. rend. T. XX, p. 1456. 1845.*

mittelst eines Hebels um seine Axe gedreht werden konnte. Der Hebel konnte durch eine Klemmschraube in verschiedenen Lagen festgestellt werden. Der Cylinder trug ausserdem einen Theilkreis, auf dem ein Zeiger lief, auf welchem mithin die Drehung abgelesen werden konnte, die man dem Cylinder oder dem zwischen ihm und der festen Zwinge eingeschraubten Stahlstabe ertheilt hatte. Der ganze Apparat war so vor dem magnetischen Stahlspiegel aufgestellt, dass die feste Zwinge ihm zunächst in einer Entfernung von etwa einem halben Meter gegenüber stand, und die Axe des Stahlstabes senkrecht gegen den magnetischen Meridian gerichtet war. Die durch Fernrohr und Scala gemessenen Ablenkungen des Spiegels bestimmten das magnetische Moment der Stahlstäbe bei verschiedenen Graden der Drehung in dem beschriebenen Apparate.

Die geringe, nach Aufhebung der tordirenden Kraft zurückbleibende permanente Torsion der Stäbe wurde bei diesen Versuchen nicht besonders berücksichtigt [1]).

Wir wollen zuerst das Verhalten magnetisirter Stäbe betrachten, 378
deren temporäre Torsion so gering ist, dass sie nach Aufhebung der tordirenden Kräfte nur eine sehr kleine permanente Torsion behalten.

Wird ein Eisen- oder Stahlstab zu wiederholten Malen hin und her tordirt, während er sich in der Magnetisirungsspirale befindet, so nimmt sein temporärer Magnetismus zuerst zu. Daher erhielten Wertheim und Matteucci in der die magnetisirende Spirale umgebenden Inductionsspirale bei den ersten Torsionen stärkere Ströme, als bei den folgenden, und zwar in gleicher Richtung, wie die des, bei der ersten Magnetisirung des Stabes erzeugten Inductionsstromes. Bei wiederholten Hin- und Herdrillungen schloss Matteucci aus der abwechselnden Richtung der Inductionsströme eine abwechselnde Zu- und Abnahme des temporären Momentes des Stabes. Durch Wertheim's Versuche ist indess gezeigt worden, dass nach wiederholten Drillungen die temporär magnetisirten Stäbe einen constanten Zustand erhalten, in welchem sie ohne Torsion stets das gleiche Maximum des Magnetismus, bei gleichen Torsionen nach rechts oder links aber gleich starke Verminderungen dieses Maximums zeigen. — Beim Stahl sind diese Aenderungen viel schwächer als beim Eisen. Harte Eisen- und weiche Stahlstäbe stehen in ihrem Verhalten in der Mitte zwischen den weichen Eisen- und harten Stahlstäben.

So fand unter Anderem Wertheim die Inductionsströme bei aufeinander folgenden Torsionen:

[1]) Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 563. 1858;* Bd. CVI, S. 161. 1859;* Verhandlungen der Baseler Naturf. Gesellschaft Bd. II, S. 169. 1860.*

Weiches Eisen.					Stahl.				
Drehungswinkel.	Drehung rechts.	Detorsion.	Drehung links.	Detorsion.	Drehungswinkel.	Drehung rechts.	Detorsion.	Drehung links.	Detorsion.
7°10	>+90	+90	−3	+90	8°30	+90	>+90	+80	+62
	−10	+80	−25	+72		+80	+48	+40	+19
	−41	+65	−51	+59		+32	+25	+16	+7
	−53	+54	−53	+55		+10	+2	+12	0
						+6	0	+2	+1
						2	0	0	0
							0	0	0

Die Zahlenwerthe geben die Ablenkungen der Nadel des von den Inductionsströmen durchflossenen Galvanometers nach der einen (+) oder anderen (—) Seite.

Aus meinen Versuchen ergiebt sich ferner:

Tordirt man einen Stahlstab, während er dem Einflusse des magnetisirenden Stromes ausgesetzt ist, zum ersten Male immer stärker, so wächst bei schwacher Torsion der temporäre Magnetismus und nimmt bei weiterer Torsion wieder ab.

379 Das Verhalten eines **permanent** magnetisirten Stabes, welcher nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft tordirt wird, ist ein wenig verschieden von dem der temporär magnetisirten Stäbe.

So beobachtete Matteucci, dass bei wiederholten Hin- und Herdrillungen das permanente magnetische Moment der Stäbe schnell abnimmt.

Als Wertheim verschiedene solche Stäbe von 1 Meter Länge in seinem Apparate nach Unterbrechung des Stromes in der Magnetisirungsspirale um gleich viel nach rechts und links drillte, erhielt er z. B. Inductionsströme von folgenden Intensitäten:

Eisen.					Stahl.				
Torsionswinkel.	Drehung rechts.		Drehung links.		Torsionswinkel.	Drehung rechts.		Drehung links.	
	Torsion.	Detorsion.	Torsion.	Detorsion.		Torsion.	Detorsion.	Torsion.	Detorsion.
7°10	> — 90	— 35	— 75	+ 2	8°30	> —90	— 80	> — 90	— 44
	— 58	+ 14	— 45	+ 18		—67	— 28	— 39	— 14
	— 33	+ 22	— 25	+ 24		—51	— 20	— 18	— 5
	— 26	+ 24	— 25	+ 25		—14	0	— 15	0
14°20	— 59	+ 38	— 50	+ 44		0	0	0	0
	— 52	+ 47	— 51	+ 48					

Bei meinen Versuchen erhielt ich folgende Ablenkungen *m* des magnetisirten Stahlspiegels, als ein vor demselben aufgestellter, verschieden stark permanent magnetisirter, harter Stahlstab um eine bestimmte Anzahl Grade abwechselnd nach rechts (+) und links (—) gedrillt wurde:

Drehung	*m*	*α*	*m*	*α*	*m*	*α*	*m*	*α*
0	42,2	—	56	—	95,2	—	156,8	—
+ 20	39	0,924	51,5	0,919	88,6	0,930	150	0,959
+ 40	36	0,922	48,5	0,941	84,8	0,957	143,2	0,954
+ 60	33,8	0,939	46	0,949	81,2	0,958	138,5	0,967
0	33,2		45,5		80,3		136,5	
— 60	29		41,3		74		126,5	
0	29		42		75		128,5	

Der Werth *α* entspricht dem Quotienten der aufeinander folgenden Magnetismen *m*.

Wurde der magnetisirte Stab wiederholt auf + 60 und — 60 gedreht, so waren seine Magnetismen hierbei

0	+ 60	0	— 60	0	+ 60	0
128	123,6	123,8	120,2	122	120,5	121

Bei anderen Versuchen erhielt ein Stahlstab durch Einschieben in die Magnetisirungsspirale den permanenten Magnetismus 496,4. Derselbe verminderte sich durch eine Anzahl von Hin- und Herdrillungen des Stabes um 30° nach rechts und links wie folgt:

Zahl der Drillungen	0	10	20	30	40	50	60	80	100	120
Magnetismus	496,4	68,2	60,2	59	57,7	57,5	56,8	55,9	54,9	54,5

Es änderte sich also der Magnetismus des Stabes bei den weiteren Drillungen nur noch sehr wenig. Wurde jetzt der Stab je um 30° nach rechts und links gedreht, so ergab sich sein Magnetismus in diesen beiden Lagen (r, l) und der Gleichgewichtslage (0), die er ohne tordirende Kraft annahm:

Drillung	r	0	l	0	r	0	l	0	r	0
Magnetismus	59,4	57,1	53	54,4	59,4	57,2	53	54,5	59,4	57,1

380 Aus diesen und anderen von mir ausgeführten Versuchen ergiebt sich:

I. Die Magnetismen der Stahlstäbe nehmen bei der Drehung ab, und zwar in einem mit wachsender Drehung abnehmenden Verhältniss. Die Abnahmen des Magnetismus sind bei gleicher Drehung den ursprünglichen Magnetismen der Stahlstäbe nahe proportional, indess bei den stärker magnetisirten Stäben etwas geringer, als dieses Gesetz verlangt. Wird ein gedrehter Stab wieder in seine Gleichgewichtslage zurückgeführt, so erleidet er noch einen ferneren kleinen Verlust an Magnetismus.

Eine wiederholte Drillung nach derselben Seite vermindert den Magnetismus des Stahlstabes noch ganz allmälig. Wird der Stab indess nach der entgegengesetzten Seite gedrillt, so tritt von Neuem eine starke Verminderung des Magnetismus ein, die indess nicht in gleichem Verhältniss mit der wachsenden Drehung fortschreitet.

II. Wird ein magnetisirter Stahlstab so oft hin und her tordirt, dass sich sein permanenter Magnetismus nicht mehr verändert, wenn der Stab jedesmal in seine Gleichgewichtslage zurückgekehrt ist, so bewirkt jede Torsion nach der einen Seite eine Zunahme, jede Torsion nach der anderen Seite eine Abnahme des Magnetismus. Der Magnetismus des Stabes, wenn er nicht tordirt ist, steht in der Mitte der Magnetismen bei den beiderseitigen Torsionen; er ist indess grösser als das Mittel jener beiden Werthe, wenn der Stab von der Torsion, wo er das Maximum des Magnetismus zeigt, zur Ruhelage zurückkehrt, kleiner als das Mittel bei der Rückkehr von der entgegengesetzten Drillung. — Statt der wiederholten Torsionen kann man auch Erschütterungen anwenden, um den Stab diesem constanten Zustande zuzuführen. Dieselben müssen indess äusserst kräftig und lange anhaltend gewirkt haben, damit der Magnetismus des Stabes nicht noch dauernd bei jeder Torsion nach beiden Seiten hin sich vermindert.

Dass Wertheim nach wiederholten Torsionen und Detorsionen eines Stahlstabes nach beiden Seiten keine Inductionsströme, also keine Aende-

rung seines Magnetismus beobachtete, liegt in der geringeren Empfindlichkeit seiner Apparate.

Bei einem Eisenstab stellt sich das Verhältniss ein wenig anders. Bei diesem sind die Aenderungen des Magnetismus, wenn er nach wiederholten, abwechselnd gerichteten Torsionen aus der Gleichgewichtslage wiederum nach der einen oder anderen Seite um gleichviel gedrillt wird und dann in die Gleichgewichtslage zurückkehrt, nahezu gleich, wie die Gleichheit der Inductionsströme dabei anzeigt.

Sehr eigenthümlich ist das Verhalten von Stahlstäben, die zuerst eine starke Magnetisirung erhalten haben und dann durch einen entgegengesetzt magnetisirenden galvanischen Strom zum Theil entmagnetisirt worden sind. Einige der in dieser Beziehung von mir erhaltenen Resultate sind in der folgenden Tabelle verzeichnet, in welcher unter *M* der ursprüngliche Magnetismus, unter *m* der Magnetismus der Stahlstäbe nach der theilweisen Entmagnetisirung, unter 10⁰, 20⁰ u. s. f. die Magnetismen bei den entsprechenden Drillungen des Stabes angegeben sind. 381

Ungehärteter Stahlstab.

M	*m*	10⁰	20⁰	30⁰	40⁰	50⁰	60⁰
205	174	154	137	126	118	111	109
209	91	92,5	89,7	84,3	80,2	78	76
185	71,1	73,6	72,5	69,5	66,3	64,6	63,5
190	51,5	57	59,5	58	57,5	57,0	56,5
180	37,5	41,8	45,6	46,8	47	46,8	46,5
185	29	34,5	39,5	42	42,6	43,5	43,5
180	5	14,5	20,8	23,2	25,6	28,2	29
180,5	1	1,8	14	18	21,6	22,3	—

III. Hiernach verliert ein Magnetstab, dem ein geringer Theil seines Magnetismus durch eine der ersten entgegengesetzte Magnetisirung entzogen worden, bei geringer Drehung viel weniger Magnetismus als ein gewöhnlich magnetisirter Stahlstab. Ein Stahlstab, dem eine grössere Menge von Magnetismus entzogen ist, zeigt bei der Drehung zuerst einen stärkeren Magnetismus als ungedreht. Dieser Magnetismus wächst bei weiterer Drehung bis zu einem Maximum und nimmt dann wieder ab. Je grösser die Menge des dem Magnetstab entzogenen Magnetismus ist, desto grösser muss die Drehung sein, bis das Maximum erreicht ist. Ist der Stab z. B. völlig entmagnetisirt, so nimmt er bei der Drehung wieder Magnetismus an, und dieser wächst mit zunehmender Drehung, indess in einem abnehmenden Verhältnisse.

Viel complicirter stellen sich die Erscheinungen, wenn man einem Eisen- und Stahlstab vor oder während der Magnetisirung eine bedeu- 382

tendere permanente Torsion giebt und ihn dann entweder während der Einwirkung oder nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes tordirt. Diese Verhältnisse hat Wertheim (l. c.) besonders studirt.

Wir betrachten sie zuerst bei temporär magnetisirten Stäben Giebt man einem Eisenstabe eine permanente Torsion vor der Schliessung des magnetisirenden Stromes, magnetisirt ihn sodann temporär, indem man die Anordnung der Theilchen durch Erschütterungen erleichtert, und detordirt ihn, so zeigt sich eine Zunahme des Magnetismus, bis er völlig detordirt ist. Das Maximum der temporären Magnetisirung fällt also mit der mechanischen Nulllage des Stabes zusammen. Giebt man aber dem Eisenstab eine permanente Torsion, während der magnetisirende Strom auf ihn wirkt, und lässt nun den Stab sich detordiren, so zeigt er das Maximum des Magnetismus, während er noch nicht völlig bis zu seiner mechanischen Gleichgewichtslage detordirt ist. Bei der Detorsion bis zu dieser letzteren nimmt sein Magnetismus dann wieder ab. Beim weichen Eisen bedarf es hierbei einer sehr bedeutenden Torsion, um das magnetische Maximum aus der mechanischen Gleichgewichtslage zu verschieben, bei harten Eisenstäben einer viel geringeren Torsion.

Wertheim bezeichnet diese Erscheinung mit dem Namen der Rotation des magnetischen Maximums. Derselbe hat dieses Maximum näher bestimmt, indem er den temporär magnetisirten und tordirten Stab mehr oder weniger detordirte und dabei beobachtete, bis zu welcher Detorsion der in der umgebenden Inductionsspirale erscheinende Strom in einem bestimmten Sinne floss und sich dann bei weiterer Detorsion umkehrte. Würden die durch gleiche Drillungen auf beiden Seiten des Maximums bewirkten Zunahmen oder Abnahmen des magnetischen Momentes des Stabes gleich sein, so würde das Maximum bei der Hälfte der Detorsion erreicht sein, bei der gerade kein Inductionsstrom sich zeigt. Indess ist diese Annahme nicht ganz richtig, da bei der Detorsion bis zum magnetischen Maximum verhältnissmässig kleinere Inductionsströme entstehen, als bei gleich grossen Drillungen über dasselbe hinaus.

383 Das Verhalten der permanent magnetisirten Stäbe ist ein ähnliches. Oeffnet man den Strom, welcher einen stark tordirten Stab magnetisirt hat, ehe man den Stab detordirt, so zeigt sich das Maximum des permanenten Magnetismus erst bei einer bestimmten Detorsion.

Dieselbe braucht um so kleiner zu sein, um das Maximum zu erreichen, je weicher das angewandte Eisen ist.

Die Verschiebung des Maximums des permanenten Magnetismus verhält sich also beim weichen Eisen und Stahl gerade entgegengesetzt, wie die des Maximums des temporären Magnetismus. Während die Verschiebung des Maximums des temporären Magnetismus aus der mechanischen Gleichgewichtslage der Stäbe, die sie nach Aufhebung der tordirenden Kräfte annehmen, beim weichen Eisen viel kleiner ist, als beim harten Eisen und Stahl, ist die Verschiebung des Maximums des permanenten

Magnetismus aus jener Gleichgewichtslage beim Stahl viel kleiner als beim Eisen.

Matteucci[1]) hat die durch die Torsion in magnetisirten Stäben erzeugten Aenderungen ihres Magnetismus noch auf eine andere Art untersucht. Die Stäbe waren wie bei den §. 376 beschriebenen Versuchen in ostwestlicher Richtung zwischen einer festen und einer drehbaren Klemme eingespannt. Ihre Enden waren mit den Enden des Drathes eines Galvanometers verbunden. Um die Stäbe war eine Magnetisirungsspirale gelegt. Die Intensität des Stromes in derselben wurde durch eine Sinusboussole gemessen. 384

Wird nun der Stab während der Wirkung des magnetisirenden Stromes geschlagen und dann tordirt, so entsteht ein Strom in dem Stabe selbst. Wird der Stab schraubenrechts gedreht, so fliesst der Strom im Stabe von dem Südpol zum Nordpol. Bei entgegengesetzter Torsion fliesst der Strom in entgegengesetzter Richtung. Bei der Detorsion bilden sich Ströme, welche den bei den Torsionen erhaltenen entgegengerichtet sind. Erst nach drei bis vier Hin- und Herdrillungen werden die Ströme constant.

Tordirt man den Stab zuerst, magnetisirt ihn sodann, und detordirt ihn nachher, so erhält man die gleichen Resultate.

Werden harte Stahlstäbe tordirt und detordirt, nachdem der magnetisirende Strom aufgehoben ist, so erhält man Ströme, welche den bei der Torsion temporär magnetisirter Stäbe erhaltenen gerade entgegengesetzt gerichtet sind, nachdem durch die ersten Torsionen der Magnetismus der Stäbe zum Theil verschwunden ist.

Die Intensität der Inductionsströme, welche bei den ersten Torsionen von Stäben von 60 bis 80 Centimeter Länge und 4 bis 9 Millimeter Durchmesser innerhalb der ersten 20° entstehen, sollen den Torsionswinkeln proportional sein.

Hat man einen Stab so weit (von T^0) temporär tordirt, dass er beim Aufheben der tordirenden Kraft eine permanente Torsion von t^0 behält, so soll der Inductionsstrom, der die völlige Detorsion des Stabes begleitet, ebenso stark sein, wie der bei der temporären Torsion $T - t$ erhaltene, so dass also die permanente Torsion im Stabe keinen Inductionsstrom entwickeln soll.

Ein Stab, sei er tordirt oder nicht, giebt bei der Magnetisirung keinen Inductionsstrom. Wird aber der Stab erst magnetisirt, dann tordirt, wird dann der magnetisirende Strom aufgehoben und der Stab detordirt, so erhält man bei der neuen Magnetisirung einen Inductionsstrom in demselben. Wird der Stab vor dem Aufheben des magnetisirenden Stromes detordirt, so ist der nach der Unterbrechung desselben bei neuer Magnetisirung erhaltene Strom viel schwächer. Diese Inductionsströme entstehen nur bei der ersten Torsion.

[1]) Matteucci, Ann. de chim. et de phys. T. LIII, p. 385. 1858.*

Nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes nehmen die durch wiederholte Torsionen des Stabes erzeugten Inductionsströme sehr schnell an Intensität ab.

Werden die Stäbe vor dem Magnetisiren tordirt, dann magnetisirt und wiederum tordirt, so ändert sich nichts an der Erscheinung.

385 Ausser diesem Einfluss der Torsion auf Stäbe, deren magnetische Axe mit ihrer Längsrichtung zusammenfällt, kann man auch einen solchen nachweisen an Eisenstäben, durch welche man einen Strom in der Richtung ihrer Axe geleitet hat. Dies ist mir durch folgende Versuche gelungen.

Eisendräthe von etwa 0,5 Meter Länge und 2 Millimeter Dicke wurden zwischen den Klemmen des §. 377 beschriebenen Torsionsapparates eingeklemmt, und sodann ein galvanischer Strom durch dieselben geleitet. Die Dräthe waren in dem Apparate in horizontaler Lage in der Ostwestrichtung dem magnetisirten Stahlspiegel des Spiegelgalvanometers gegenüber aufgestellt, und die Stromesleitung so hergestellt, dass der Spiegel ohne Weiteres keine Ablenkung aus seiner Lage erfuhr. Nun wurde der Drath tordirt, sei es während des Hindurchleitens des Stromes oder nach dem Oeffnen desselben. Dabei ergab sich:

Tordirt man einen Eisendrath während oder nach dem Hindurchleiten eines galvanischen Stromes, so wird er magnetisch.

Wird der Drath schraubenrechts tordirt, so entsteht an der Eintrittsstelle des hindurchgeleiteten Stromes ein Südpol, im umgekehrten Falle ein Nordpol. Wird der Drath tordirt, während der Strom hindurchfliesst, so wechselt die Polarität bei jeder Hin- und Herdrehung; wird er nach der Oeffnung des hindurchgeleiteten Stromes hin und her tordirt, so nimmt die bei der ersten Torsion entstandene Magnetisirung sehr schnell ab.

Dieser Versuch lässt sich sehr deutlich schon unter Anwendung einer gewöhnlichen, auf einem Achathütchen schwebenden Magnetnadel zeigen, wenn man einen Eisendrath von 1 Millimeter Dicke und 30 bis 40 Centimeter Länge in verticaler Lage zwischen den Klemmen des Torsionsapparates einspannt, die Magnetnadel neben das eine oder andere Ende desselben stellt, einen Strom durch den Drath leitet und ihn nun hin und her drillt. Je nach der Richtung der Torsion und Stromesrichtung im Drath neigt sich der eine oder andere Pol der Nadel zu dem benachbarten Ende des Eisendrathes hin.

Die Erklärungen, welche ich von den in diesem Abschnitt behandelten Erscheinungen zu geben versucht habe, siehe im dritten Abschnitte dieses Capitels.

1) Wiedemann, Monatsber. der Berl. Acad. 29. Nov. 1860.*

2. Einfluss der Magnetisirung auf die Torsion.

Wie die Torsion den Magnetismus eines Eisenstabes ändern kann, 386
so ändert sich auch durch die Magnetisirung die Torsion eines gedrillten Eisenstabes. Die Versuche über diesen Gegenstand sind von mir in folgender Weise angestellt worden [1]).

Eine Spirale von 130 Windungen von Kupferdrath von 13,5 Millimeter Weite und 560 Millimeter Länge wurde senkrecht aufgestellt, und in ihrer Axe ein ausgeglühter Eisendrath von 0,8 Millimeter Dicke und 580 Millimeter Länge an einer Messingklemme aufgehängt. Dieser Drath wurde unten in eine zweite messingene Klemme eingeschraubt. Letztere Klemme endete unterhalb in ein cylindrisches 10 Millimeter dickes Stück, auf welches eine Messingröhre aufgeschoben werden konnte, die daselbst vermittelst eines hindurchgesteckten Drathstiftes festgehalten wurde.

Die Messingröhre trug unterhalb ein cylindrisches Messinggefäss von 95 Millimeter Höhe und 55 Millimeter Durchmesser, welches mit Bleigewichten gefüllt wurde. Auf dem Deckel dieses Gefässes war ein der Röhre concentrischer getheilter Kreis befestigt, an dem ein seitlich angebrachter feststehender Zeiger die Drehung des Gefässes aus der Gleichgewichtslage angab. Ausserdem war auf die das Gefäss tragende Röhre eine Hülse, gleichfalls von Messing, aufgeschoben. Auf dieser Hülse war ein Spiegel befestigt, in welchem man vermittelst eines Fernrohrs eine, etwa 1 Meter weit vom Spiegel entfernte, in Millimeter getheilte Scala beobachten konnte. An dieser wurden die kleineren Drehungen des Messinggefässes abgelesen. Ein Grad der Drehung des letzteren entspricht ungefähr 33 Theilstrichen der Scala.

Durch die Drathspirale, welche den aufgehängten Eisendrath umgab, wurde nun ein Strom einer galvanischen Säule von 1 bis 6 Daniell'schen oder Grove'schen Elementen geleitet, und zugleich zur Messung der Intensität des Stromes eine Tangentenboussole in den Schliessungskreis eingeschaltet. Es wurde zuerst das am Drath hängende Messinggefäss mit Bleigewichten beschwert, dass die ganze Last 1103 Grammen betrug. War der Drath ungedrillt, so bewirkte der Strom der Säule nur eine 1 bis 2 Theilstriche betragende Verschiebung der Scala im Spiegel. Bei Drathstücken, die aus demselben Drathende geschnitten waren, war diese Drehung stets nach derselben Seite gerichtet, mochte der galvanische Strom den Drath in der einen oder anderen Richtung umkreisen.

Nun wurde der Eisendrath gedrillt und die permanente Drillung, als er nach völliger Beendigung seiner Torsionsschwingungen eine Ruhelage angenommen hatte, an dem Kreise abgelesen, welcher auf das am Drath hängende Messinggefäss aufgelegt war. Es wurde die Scala in

[1]) Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 571. 1858;* Bd. CVI, S. 161. 1859;* Baseler Verhandl. Bd. II, S. 169. 1860.*

dem eben daselbst befestigten Spiegel beobachtet, und der Strom wiederum geschlossen; sogleich wich der Spiegel bedeutend aus der Ruhelage ab und nahm nach einiger Zeit eine zweite Ruhelage ein. Die Ablenkung des Spiegels zeigt, dass der Drath sich durch Einwirkung des ihn magnetisirenden Stromes zum Theil aufgedreht hat.

Die Richtung des Stromes ist hierbei gleichgültig.

Wird der Strom geöffnet, so dreht sich der Spiegel ein wenig (etwa um 1 bis $1^1/_2$ Theilstriche der Scala) wieder gegen seine frühere Lage hin, der Drath dreht sich also wieder zusammen. Ein neues Schliessen des Stromes dreht ihn wieder in die frühere Stellung auf, und beim Oeffnen dieses Stromes geht er in die Lage zurück, die er vor der Schliessung desselben hatte. Wenn man zur richtigen Zeit den Strom öffnet und schliesst, kann man auf diese Weise den Drath in lebhafte Torsionsschwingungen versetzen, oder, wenn man die Oeffnungen und Schliessungen in den entgegengesetzten Momenten vornimmt, den Drath aus denselben allmälig zur Ruhe bringen.

Verschiebung des Drathes aus der Axe der Spirale an die verschiedenen Seiten derselben verändert die Erscheinung nicht.

Der stärkere oder schwächere Zug, den der Erdmagnetismus auf den magnetisirten Drath ausübt, kann auch keinen Einfluss haben, da bei jeder Richtung des Stromes, mag also am unteren Ende des Drathes ein Nordpol oder ein Südpol erzeugt werden, die Wirkung dieselbe ist.

Man könnte endlich glauben, dass durch die Anziehung der Spirale gegen die unter ihr liegenden Theile des Drathes der Zug des ihn spannenden Gewichtes vermindert würde und dadurch die Aufdrehung des Drathes erfolgte. Um diesen Einfluss zu untersuchen, wurde unten an das die Bleigewichte tragende Messinggefäss an einem Seidenfaden eine Wageschale angehängt und diese mit einem Gewichte von 50 Grammen belastet. Wurde der Draht gedrillt, während die Schale mit dem Gewichte (zusammen 65 Grammen wiegend) daran hing, und dann durch Abbrennen des Seidenfadens dieselbe plötzlich entfernt, so änderte sich die Stellung des am Drath hängenden Spiegels durchaus nicht; ebenso wenig änderte sie sich, als der Drath gedreht wurde und erst nach der Drehung die an ihm hängenden Gewichte um 65 Grammen vermehrt wurden. Andere Versuche bewiesen, dass die elektrodynamische Anziehung der Spirale dem Zuge der Schwerkraft auf den weniger als 5 Grammen wiegenden Drath allein schon das Gleichgewicht nicht halten konnte, so dass also auch dieser Grund die Entdrehung des Drathes nicht veranlasst.

Die beschriebenen Erscheinungen zeigen sich auch an anderen Eisendräthen von 0,2 bis 4,5 Millimeter Durchmesser.

Messingdräthe von resp. 0,4 und 1,5 Millimeter Durchmesser, mögen sie gedreht sein oder nicht, werden durch die Einwirkung des Stromes nicht geändert.

I. Es detordirt also der Magnetismus die gedrehten Eisendräthe.

Völlig ungedrillte Eisendräthe scheinen nicht durch den Strom verändert zu werden, da die schwachen Wirkungen, die bei denselben beobachtet wurden, von der Stromesrichtung unabhängig sind, und wohl auf Rechnung einer kleinen, bei allen Dräthen vorhandenen Torsion zu setzen sind.

Um über die Gesetzmässigkeit dieser Erscheinung Aufschluss zu erhalten, wurden Dräthe verschieden weit gedrillt, und verschiedene Ströme um sie herum geleitet. Die folgende Tabelle enthält einige der hierbei erhaltenen Resultate. In denselben giebt *D* den am Kreise abgelesenen Winkel an, um den der Drath gedrillt ist, *J* die Intensität des herumgeleiteten Stromes, *E* die Anzahl der Theilstriche, um welche sich die Stellung der im Spiegel beobachteten Scala durch die jedesmalige Magnetisirung des Drathes geändert hat. 387

Eisendrath 1,2 Millimeter dick.

$D=23$		$D=43$		$D=125$		$D=218$	
J	*E*	*J*	*E*	*J*	*E*	*J*	*E*
4,4	4,9	5,8	5,2	5,8	4,7	5,8	4,6
15,1	10,8	16,3	11,1	16,3	10	15,3	9,4
34	12,8	34,4	13,3	34,4	12	34,8	12,1
57,7	13,5	57,2	14,3	53,2	13,1	53,2	12,6

II. Nach diesen und vielen anderen Versuchen nimmt die Entdrillung der Dräthe mit dem Wachsen der Intensität der magnetisirenden Ströme in abnehmendem Verhältniss zu und erreicht bald ein Maximum. Sie ist bei geringen Drillungen und bei gleichen Intensitäten der Ströme nahezu dieselbe bei verschieden dicken Dräthen. Bei stärkeren Drillungen nimmt sie indess, namentlich bei dünneren Dräthen, allmälig ab. Der Grund hiervon ist wahrscheinlich, dass bei stärkerer Drehung die Zähigkeit der Dräthe sich allmälig vermindert. Deshalb ist auch bei Stahldräthen die Detorsion durch die Magnetisirung kleiner als bei Eisendräthen.

Viel dünnere Dräthe als die angewandten sind für messende Versuche nicht gut geeignet, da sie sehr langsam aus ihren Torsionsschwingungen zur Ruhe kommen. Sehr viel dickere Dräthe liessen sich in dem angewandten Apparat nicht leicht genügend stark drillen.

Es wurde ferner der 1,2 Millimeter dicke Eisendrath mit verschiedenen Gewichten belastet und zwar in der unten angegebenen Reihenfolge. Jedesmal wurde er sodann um einige Grade gedrillt, und die Entdrillung *E* durch Ströme von zwei verschiedenen Intensitäten *J* beobachtet. Dabei ergab sich:

Belastende Gew.		851 Gr.	549,3 Gr.	1102,9 Gr.	110,9 Gr.
$J=8{,}7$		$E=5{,}6$	5,8	5,7	5,4
$J_1=34{,}5$		$E_1=9{,}8$	10	10,2	10

III. Es ist also die Entdrehung von dem den Drath spannenden Gewichte unabhängig.

Bei anderen Versuchen wurde ein 0,8 Millimeter dicker, wohl ausgeglühter Eisendrath gedrillt und durch einen starken Strom entdrillt; der Spiegel, der zuerst im Fernrohr den Theilstrich 0 der Scala zeigte, war dadurch auf 14,2 gegangen. Beim Oeffnen des Stromes ging der Spiegel auf 13,8; derselbe Strom brachte ihn wieder auf 14,2; wurde aber der entgegengesetzte Strom angewandt, so ging er auf 11,7 und nun durch den ersten Strom zurück auf 14,2. — Noch eigenthümlicher wird das Verhalten, wenn man nach einander schwache entgegengesetzte Ströme auf einen gedrillten Eisendrath wirken lässt, wie dies die folgende Tabelle ergiebt.

1. Drath I. 0,8 Millimeter dick, gedreht auf 303°.

Intensität	+ 7	0	+ 7	0	— 7	0	+ 7	0	— 7	0
Entdrehung	6,4	4,7	6,4	4,7	13,8	12,1	10,6	10,4	13,5	12,6

2. Drath II. 0,8 Millimeter dick, gedreht auf 530°.

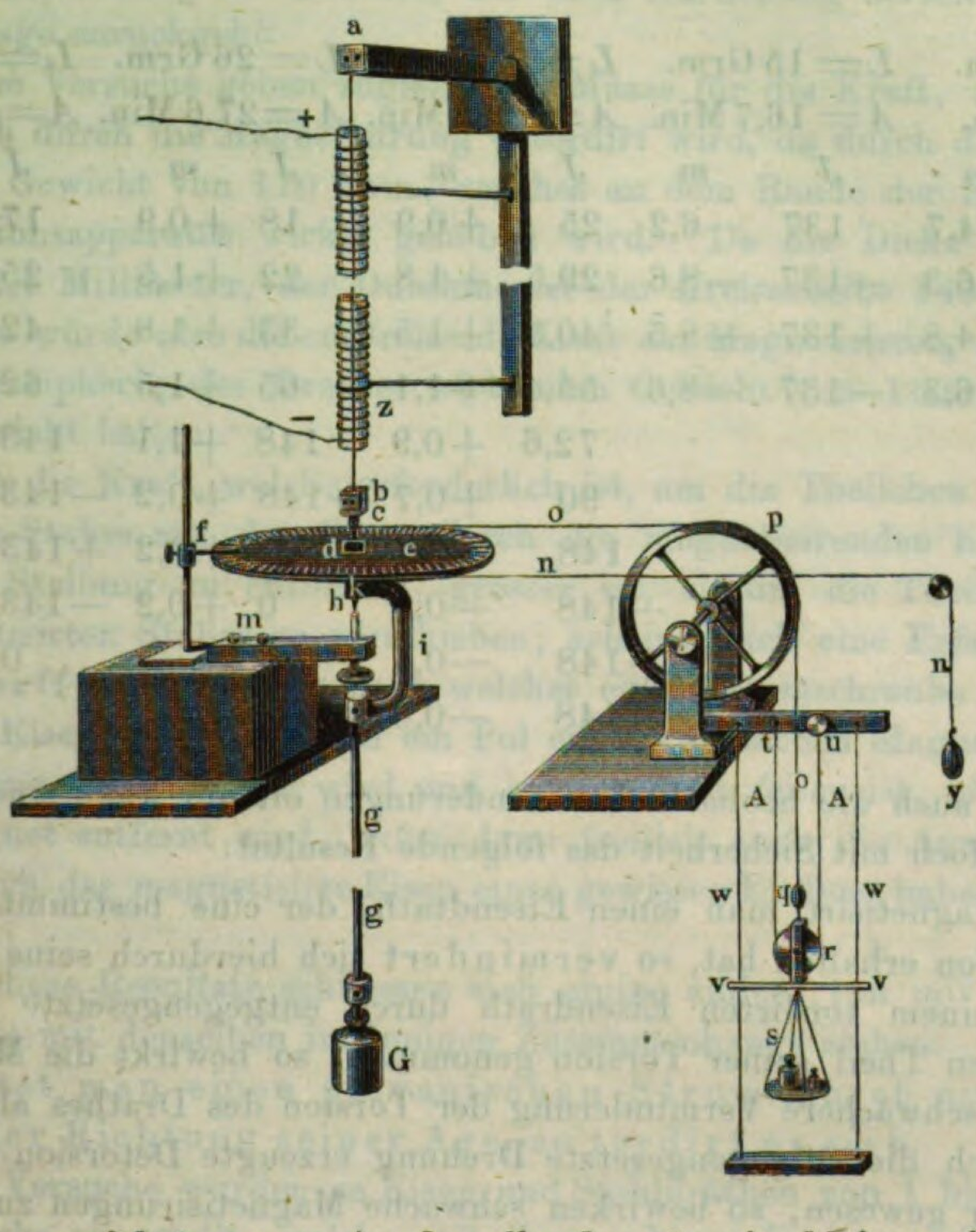
Intensität	— 7,8	0	+ 7,8	0	— 7,8	0	+ 7,8	— 7,8
Entdrehung	5,5	5,2	14	13,7	10,3	9,8	13,5	10,3

IV. Lässt man also auf einen gedrillten Drath einen schwachen Strom wirken, der ihn theilweise aufdreht, so wird bei wiederholter Einwirkung desselben Stromes die Detorsion nicht vermehrt. Ein Strom von derselben Intensität, aber von entgegengesetzter Richtung detordirt den Drath weiter. Ist durch den zuletzt angewandten Strom der Drath so weit entdrillt, als dies durch Magnetisirung geschehen kann, so bewirkt jetzt ein diesem entgegengesetzter Strom wieder eine Zurückdrehung, ein darauf folgender gleich gerichteter eine Aufdrehung.

388 Es wurde ferner untersucht, welchen Einfluss die Magnetisirung auf Eisendräthe ausübt, die zuerst eine permanente Torsion erhalten haben, denen sodann durch eine entgegengesetzte Drehung ein Theil ihrer Torsion wieder genommen worden ist. Zu diesem Zwecke wurde ein ausgeglühter Eisendrath von 1,4 Millimeter Durchmesser und 517 Millimeter Länge zwischen die Klemmen a und b des Apparates, Fig. 191, geschraubt und in dieser Lage mit einer Glasröhre z umgeben, auf welche eine Spirale von Kupferdrath gewickelt war. Durch diese Spirale konnte ein galvanischer Strom geleitet werden, dessen Intensität J an einer Tangentenboussole abgelesen wurde. An der unteren Klemme war ein kleiner Glasspiegel d befestigt, durch den man die Drehung des Drathes beobachten konnte. Ausserdem trug dieselbe eine horizontale Kreisscheibe e, welche an dem Bügel i das den Drath spannende Gewicht G

(6 Kilogr.) trug. Eine unterhalb der Axe der Kreisscheibe angebrachte feine Stahlspitze *h* lief in einem durch eine Schraube auf- und niederzustellenden Achathütchen. Um die Peripherie der Scheibe war eine Schnur *no* geschlungen, deren eines oder anderes Ende *q* oder *y* über das verti-

Fig. 191.



cale Rad *p* geführt war. An dasselbe konnte ein kleiner eine Rolle *r* tragender Rahmen gehängt werden, der unterhalb mit einer Wagschale und Gewichten belastet wurde, welche den Drath tordirten. Die verticalen Dräthe *w* und der an der Wagschale befestigte horizontale Stab *v* dienen dazu, Drehungen der Schale *s* zu vermeiden; die Schnur *A*, welche bei *t* befestigt war, und um die die Wagschale *s* tragende Rolle *r* ging, konnte durch den Knopf *u* ganz langsam gesenkt und gehoben werden, so dass die Last *s* ohne Stoss auf den Drath *z* einwirken konnte.

Der Drath wurde nun vor jedem Versuch durch eine an das Ende *q* der Schnur *no* gehängte Last von 70 Grammen tordirt. Nach Aufhebung dieser Last behielt er eine permanente Torsion von etwa 3^0. Sodann wurde statt des Endes *q* das Ende *y* der Schnur über dies Rad *p* gelegt, die Rolle *r* mit der Wagschale an dieses Ende gehängt und der Drath durch die auf die Schale gelegte Last *L* detordirt. In der folgenden

Tabelle ist die bei einigen Versuchen hierbei beobachtete Abnahme der permanenten Torsion mit A bezeichnet und in Minuten angegeben.

Bei der Einwirkung der galvanischen Ströme von der Intensität J änderte sich die Torsion des Drathes um die Minutenzahl m, welche mit dem Zeichen + oder — bezeichnet ist, je nachdem sich die Torsion vermehrte oder verminderte.

L = 0 Grm.		L = 15 Grm.		L = 25 Grm.		L = 26 Grm.		L = 40 Grm.	
A = 0 Min.		A = 16,7 Min.		A = 26,8 Min.		A = 27,6 Min.		A = 45,2 Min.	
J	m	J	m	J	m	J	m	J	m
32	—14,7	137	—6,2	25	+0,9	18	+0,9	17,5	+2,9
145	—16,3	—137	—8,6	29,5	+1,8	22	+1,5	25	+3,3
—145	—14,8	+137	—8,5	40,5	+1,5	33	+1,8	42,5	+3,7
+145	—16,3	—137	—8,6	55,4	+1,1	65	+1,5	62,5	+4,8
				72,6	+0,9	148	+1,1	143	+4,2
				90	+0,7	—148	+0,2	—143	+4,6
				148	+0,4	+148	+0,2	+143	+5,3
				—148	—0,8	0	+0,2	—143	+5,1
				+148	—0,4			0	+5,3
				—148	—0,8				

Wenn auch die beobachteten Aenderungen oft nur klein sind, so ergiebt sich doch mit Sicherheit das folgende Resultat:

V. Magnetisirt man einen Eisendrath, der eine bestimmte permanente Torsion erhalten hat, so vermindert sich hierdurch seine Torsion. Hat man einem tordirten Eisendrath durch entgegengesetzte Drehung einen kleinen Theil seiner Torsion genommen, so bewirkt die Magnetisirung eine schwächere Verminderung der Torsion des Drathes als vorher. Ist die durch die entgegengesetzte Drehung erzeugte Detorsion des Drathes grösser gewesen, so bewirken schwache Magnetisirungen zuerst eine Vermehrung der Torsion bis zu einem Maximum. Stärkere Magnetisirungen vermindern dieselbe wieder. Je stärker die Detorsion war, desto grösser muss auch die Magnetisirung des Drathes sein, um jenes Maximum zu erreichen. War die Detorsion sehr gross, so wächst die Torsion des Drathes durch die Magnetisirung selbst bis zur Anwendung derjenigen magnetisirenden Kräfte, welche das Maximum der durch die Magnetisirung überhaupt erreichbaren Aenderung der Torsion des Drathes bewirken.

389 Bei einer ferneren Versuchsreihe wurden die Eisendräthe durch Herumleiten galvanischer Ströme magnetisirt, während noch das den Drath tordirende Gewicht auf ihn wirkte. Es ergab sich:

VI. Wird der Eisendrath durch Gewichte tordirt und sodann magnetisirt, während die tordirende Kraft auf ihn wirkt, so tordirt er sich bei schwacher Magnetisirung stärker und behält nach Aufhebung des

magnetisirenden Stromes die neu erlangte Torsion bei. Bei stärkerer Magnetisirung detordirt sich indess der Drath und kehrt nach Aufheben der Magnetisirung in seine frühere Gleichgewichtslage zurück. Bei öfterer Wiederholung dieses Versuches ist noch oft eine langsame Zunahme der Torsion des Drathes bemerkbar. Ist indess der Drath vor der Magnetisirung erschüttert worden, so bewirken jetzt die Magnetisirungen gleich eine Zurückdrehung des Drathes, der nach Aufhebung derselben in seine vorige Lage zurückgeht.

Diese Versuche geben zugleich ein Maass für die Kraft, mit welcher der Drath durch die Magnetisirung detordirt wird, da durch dieselbe z. B. noch ein Gewicht von 110 Grm., welches an dem Rande der Kreisscheibe des Torsionsapparates wirkt, gehoben wird. Da die Dicke des Eisendrathes 1,4 Millimeter, der Durchmesser der Kreisscheibe 140 Millimeter betrug, so würde also die entdrehende Kraft der Magnetisirung noch einem an der Peripherie des Drathes wirkenden Gewicht von 11000 Grm. das Gleichgewicht halten.

Dass die Kraft, welche erforderlich ist, um die Theilchen eines magnetisirten Stabes aus der ihnen durch die magnetisirenden Kräfte angewiesenen Stellung zu entfernen, grösser ist, als um die Theilchen eines unmagnetisirten Stabes zu verschieben, scheint auch eine Erfahrung von Ruhmkorff[1]) zu zeigen, nach welcher eine Klemmschraube (*bride*) von weichem Eisen, mittelst deren ein Pol eines künstlichen Magnetes zusammengepresst wird, härter wird und schwerer zu feilen ist, als wenn sie vom Magnet entfernt wird, wobei dann freilich auch die Anziehung der Feile durch das magnetisirte Eisen einen gewissen Einfluss haben konnte[1]).

An diese Resultate schliessen sich einige andere von mir gefundene 390
an, welche mit denselben im innigen Zusammenhange stehen.

Leitet man einen galvanischen Strom durch einen Magnet in der Richtung seiner Axe, so tordirt er sich.

Die Versuche wurden an Eisen und Stahldräthen von 1 bis 2,5 Millimeter Dicke angestellt, welche mit ihrem oberen Ende vermittelst einer Klemme vertical in der Axe einer Spirale von übersponnenem Kupferdrath (§. 386) aufgehängt waren und unten mit Gewichten belastet wurden. An diesen Gewichten war eine verticale Spitze von Stahl befestigt, die unten in Quecksilber tauchte. Die Dräthe wurden magnetisirt, indem ein Strom durch die Spirale geleitet wurde. Beim Hindurchleiten eines zweiten Stromes durch den Drath selbst tordirte sich derselbe. Die Grösse seiner Torsion wurde vermittelst der Spiegelablesung bestimmt.

Befindet sich der Nordpol des magnetisirten Drathes oberhalb, und durchfliesst ihn der hindurchgeleitete Strom von oben nach unten, so tordirt sich das untere freie Ende desselben (von oben gesehen) in der Richtung der Bewegung des Uhrzeigers. Umkehrung der Richtung des

[1]) Ruhmkorff, Compt. rend. T. L, p. 166; Pogg. Ann. Bd. CX, S. 528. 1860.*

magnetisirenden oder des durch den Drath hindurchgeleiteten Stromes kehrt die Richtung seiner Torsion um. Umkehrung beider Ströme lässt sie ungeändert.

Die Torsion nimmt bei gleicher Magnetisirung mit wachsender Intensität des hindurchgeleiteten Stromes bis zu einem Maximum zu, welches bei den von mir gebrauchten Dräthen etwa $^1/_4$ bis $^1/_2$ Grad betrug.

Ist der Drath stärker magnetisirt, so ist die durch den hindurchgeleiteten Strom von gleicher Intensität wie vorher bewirkte Torsion geringer.

Bei gleicher Intensität des magnetisirenden und hindurchgeleiteten Stromes ist die Torsion des Drathes von der Grösse des unten angehängten, ihn spannenden Gewichtes nahezu unabhängig.

Die beiden zuletzt aufgeführten Sätze beweisen, dass die Torsion nicht durch die elektromagnetische Ablenkung der an der Peripherie des Drathes befindlichen magnetischen Längsfasern desselben durch den hindurchgeleiteten Strom bedingt sein kann.

Die beschriebene Wirkung zeigt sich auch, wenn man einen Strom durch Dräthe leitet, welche einige Zeit in verticaler Richtung aufgehängt und so durch den Erdmagnetismus magnetisirt worden sind, oder an solchen, welche auf irgend eine andere Art eine permanente Magnetisirung erhalten haben.

Leitet man durch einen in der Axe einer Magnetisirungsspirale vertical aufgehängten Eisendrath zuerst einen Strom direct hindurch und magnetisirt ihn erst dann durch schwache Ströme, welche man durch jene Spirale leitet, so tordirt er sich zuerst in demselben Sinne, wie wenn die beiden Ströme in umgekehrter Reihefolge geschlossen worden wären. Diese Torsion steigt mit wachsender Intensität der magnetisirenden Ströme bis zu einem Maximum. Bei noch stärkeren magnetisirenden Strömen detordirt sich der Drath wieder.

3. Theorie der Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus.

391 Es bietet ein besonderes Interesse dar, die in den vorigen Paragraphen aufgeführten Resultate zusammenzustellen und sie zugleich mit analogen Erscheinungen zu vergleichen, welche sich mir bei der Untersuchung der Verhältnisse der Torsion verschiedener Dräthe ergeben haben:

Torsion.	Magnetismus.
1. Erschütterungen während der Einwirkung eines tordirenden Gewichtes vermehren die Torsion eines Drathes.	1. Erschütterungen während der Einwirkung eines magnetisirenden Stromes vermehren den Magnetismus eines Stabes.
2. Die permanente Torsion des Drathes nach Aufhebung des tordi-	2. Der permanente Magnetismus des Stabes nach Aufhebung des mag-

Torsion.

renden Gewichtes wird dagegen durch Erschütterungen vermindert.

3. Ein tordirter und dann detordirter Drath verliert je nach der Grösse der Detorsion durch Erschüttern von seiner Torsion, oder erhält von Neuem Torsion.

4. Die permanente Torsion der Eisendräthe nimmt durch ihre Magnetisirung ab, und zwar in einem mit wachsender Magnetisirung abnehmenden Verhältniss.

5. Wiederholte Magnetisirungen im gleichen Sinne vermindern die Torsion des Drathes kaum noch. Eine Magnetisirung im entgegengesetzten Sinne, wie die erste, bewirkt aber eine neue starke Verminderung der Torsion.

6. Ist ein Drath durch öfteres Hin- und Hermagnetisiren so weit detordirt, als dies durch die Magnetisirung überhaupt möglich ist, so nimmt er nun bei der Magnetisirung in einem Sinne ein Maximum, bei der Magnetisirung im entgegengesetzten Sinne ein Minimum der Torsion an.

7. Ein tordirter Drath, der zum Theil detordirt worden, verliert bei der Magnetisirung viel weniger an seiner Drillung, als ein gewöhnlich tordirter. Ein Drath, der weiter detordirt worden, zeigt bei schwacher Magnetisirung zuerst eine Zunahme seiner Torsion, die bei wachsender Magnetisirung bis zu einem Maximum steigt und dann wieder abnimmt. Je stärker der Drath detordirt wurde, desto stärker muss die Magnetisirung sein, um jenes

Magnetismus.

netisirenden Stromes wird dagegen durch Erschütterungen vermindert.

3. Ein magnetisirter und dann entmagnetisirter Stab verliert je nach der Grösse der Entmagnetisirung durch Erschüttern noch mehr Magnetismus, oder erhält von Neuem Magnetismus.

4. Der permanente Magnetismus der Stahlstäbe nimmt durch ihre Torsion ab, und zwar in einem mit wachsender Torsion abnehmenden Verhältniss.

5. Wiederholte Torsionen im gleichen Sinne vermindern den Magnetismus des Stahlstabes nur noch wenig. Eine Torsion im entgegengesetzten Sinne, wie die erste, bewirkt aber eine neue starke Verminderung der Torsion.

6. Ist ein Stab durch öfteres Hin- und Hertordiren so weit entmagnetisirt, als dies durch die Torsion in bestimmten Grenzen überhaupt möglich ist, so nimmt er nun bei der Torsion in einem Sinne ein Maximum, bei der Torsion im entgegengesetzten Sinne ein Minimum der Magnetisirung an.

7. Ein magnetisirter Stab, der zum Theil entmagnetisirt worden, verliert bei der Torsion viel weniger Magnetismus, als ein gewöhnlich magnetisirter. Ein Stab, der weiter entmagnetisirt worden, zeigt bei schwacher Tordirung zuerst eine Zunahme seines Magnetismus, die bei wachsender Torsion bis zu einem Maximum steigt und dann wieder abnimmt. Je stärker der Stab entmagnetisirt wurde, desto stärker muss die Torsion sein, um jenes

Torsion.	Magnetismus.
Maximum zu erreichen. Ist der Drath sehr stark entdrillt, so wächst seine Torsion selbst bis zur Anwendung der stärksten Magnetisirungen.	Maximum zu erreichen. Ist der Stab sehr stark entmagnetisirt, so wächst die Magnetisirung selbst bis zur Anwendung sehr starker Torsionen.
8. Wird ein Drath magnetisirt, während er unter dem Einflusse des tordirenden Gewichtes steht, so nimmt seine Torsion bei schwacher Magnetisirung zu, bei stärkerer wieder ab.	8. Wird ein Stahlstab tordirt, während er unter dem Einflusse des magnetisirenden Stromes steht, so nimmt sein Magnetismus bei schwacher Torsion zu, bei stärkerer wieder ab.
9. Leitet man durch einen magnetisirten Eisendrath einen Strom oder magnetisirt man einen Eisendrath, durch den man einen Strom geleitet hat, so tordirt er sich.	9. Tordirt man einen Eisendrath während oder nach dem Hindurchleiten eines galvanischen Stromes, so wird er magnetisch.

392 Aus der vorstehenden Vergleichung ergiebt sich eine selbst bis in die Einzelheiten gehende Analogie zwischen den Phänomenen des Magnetismus und denen der Torsion.

Es würden die Resultate, welche diese Analogie begründen, nur schwer mit der älteren Annahme von magnetischen Fluidis vereinbar sein, welche erst bei der Magnetisirung des Eisens und Stahls in den einzelnen Molecülen derselben vertheilt werden.

Mit Unrecht würde man indess aus jener Analogie folgern, dass die Magnetisirung auf einer Torsion der magnetisirten Stäbe beruhe. Eine solche ist durch das Experiment nicht nachzuweisen; auch ergeben sich ähnliche Beziehungen, wie bei der Torsion der Dräthe, auch bei anderen Verschiebungen ihrer Molecüle, z. B. bei ihrer Biegung u. s. f.

Wir haben wohl auch nicht nöthig, mit Wertheim (l. c.) besondere Annahmen über die Bewegungen des die Atome der Körper umgebenden Aethers zu machen, um dieselben zu erklären. Vielmehr scheint uns aus den mitgetheilten Resultaten mit Sicherheit zu folgen, dass bei der Magnetisirung ähnliche mechanische Vorgänge stattfinden, wie bei der Torsion.

Wir wollen versuchen, unter Zugrundelegung der Annahme drehbarer Molecularmagnete, welche durch die magnetisirenden Kräfte gerichtet und durch die Molecularkräfte in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückgeführt werden, welche aber bei ihrer Einstellung in die ihnen durch die wirksamen Kräfte gebotene Lage einen gewissen Widerstand erfahren, der im Stahl grösser ist, als im harten und weichen Eisen, die zuweilen scheinbar so complicirten Erscheinungen abzuleiten.

393 Die Wirkung der Erschütterungen auf die magnetisirten Körper und die mechanischen Kräften unterworfenen Körper besteht darin, dass die

Molecüle derselben in Bewegung gesetzt werden. Der Widerstand, der ihrer Einstellung durch die einmal wirkenden Kräfte hinderlich ist, wird vermindert; die Reibung der Ruhe wird gewissermaassen in die kleinere Reibung der Bewegung verwandelt. Daher werden in allen Fällen die Theilchen mehr den gerade auf sie wirkenden Kräften folgen können, und es müssen Erschütterungen eine Zunahme der temporären, eine Abnahme der permanenten Torsionen und Magnetisirungen bewirken (vergl. §. 375).

Die Torsion eines permanent magnetischen Stabes hat eine dauernde 394
und eine vorübergehende Wirkung. Zuerst werden durch die Torsionen die Molecüle des Stabes, wie durch andere Erschütterungen, nur in weiteren Wegen hin- und herbewegt. Die Axen der Molecularmagnete, welche der der Axe des Stabes parallelen Stellung bei der Magnetisirung zugeneigt wurden, werden bei der Torsion wieder mehr und mehr in ihre frühere Lage zurückkehren und dieselbe dann dauernd beibehalten. Daher verliert der Stab dauernd an seinem permanenten Magnetismus. — Die zweite vorübergehende Wirkung der Torsion ist die folgende: Werden durch das Magnetisiren eines, wir wollen im Folgenden stets annehmen, senkrecht aufgestellten Stabes die Axen der Molecularmagnete mehr oder weniger senkrecht gerichtet, so können ihre Axen in allen möglichen senkrechten Ebenen liegen, von denen die einen durch die Axe des Stabes selbst gelegt, die anderen derselben parallel sind. Von der Axe aus betrachtet werden in diesen letzteren Ebenen ebenso viele Molecüle ihre Nordpole z. B., zur linken, wie zur rechten Seite wenden. Bei der Torsion werden daher ebenso viele Molecüle mit ihren Axen zur senkrechten Richtung in die Höhe gedreht werden, wie andere ebenso weit zur horizontalen Richtung gesenkt. Die durch die Hebung der Axen der ersten Molecüle bewirkte Zunahme des magnetischen Momentes des Stabes wird durch die durch die Senkung der Axen der anderen Molecüle bewirkte Abnahme desselben compensirt. Anders verhalten sich die Molecularmagnete, deren Axen in den durch die Axe des Stabes gehenden Ebenen liegen. Diese werden alle bei der Torsion des Stabes mit ihren Axen gegen die horizontale Lage hingeneigt werden. Hierdurch vermindert sich der Magnetismus des Stabes. Beim weichen Eisen scheinen die leicht beweglichen Molecüle, gerade wie ihre Axen während der Wirkung eines magnetisirenden Stromes sich leicht unter seinem Einfluss der Axe des Stabes zuneigen, so auch mit ihren Axen leicht der Drehung des Stabes zu folgen. Die bei der Torsion erfolgende Abnahme des Magnetismus ist daher hier bedeutend. Beim Stahl werden indess die Molecüle durch den ihrer Drehung entgegenstehenden Widerstand verhindert, der bei der Torsion zwischen ihnen stattfindenden Reibung weit nachzugeben; ihre Axen weichen weniger aus ihrer gegenseitigen Lage; die Abnahme des Magnetismus ist geringer.

Kehrt der Stab nach der Torsion in seine Ruhelage zurück, so kommen im Eisenstab die Molecüle auch wieder völlig in ihre frühere Stel-

lung; der Magnetismus des Stabes wächst bis zur völligen Detorsion und nimmt bei einer Torsion nach der entgegengesetzten Seite wieder ab. So zeigen es die Beobachtungen von Wertheim. Anders verhält sich der Stahl, in dem die einmal bei der Torsion um ihren Schwerpunkt gedrehten Molecüle fester ihre neue Stellung bewahren. Ihre Axen bleiben daher auch bei der Detorsion gegen die Axe des Stabes nach der Seite der ersten Drehung hin geneigt, der Magnetismus des Stabes ist gegen früher vermindert. Erst wenn der Stab nach der entgegengesetzten Seite tordirt wird, richten sich die Axen der Molecüle allmälig auf, und der Magnetismus des Stabes nimmt bei dieser Torsion bis zu einem Maximum zu.

395 Wird ein Stab tordirt, während er unter dem Einflusse des magnetisirenden Stromes steht, so wirkt anfänglich die Torsion wieder wie eine Erschütterung: die Molecüle folgen mehr dem Zuge der magnetisirenden Kraft, ihre magnetischen Axen neigen sich mehr zum Parallelismus mit der Axe des Stabes, der temporäre Magnetismus desselben vermehrt sich.

Bei weiteren Torsionen verhalten sich in diesem Falle Eisen und Stahl verschieden. Im weichen Eisen folgen die magnetischen Axen der Molecüle leicht der Drillung des Stabes und neigen sich stark von derselben ab in windschiefe Lagen; indess wird ebenso der Zug der magnetisirenden Kraft sie verhältnissmässig leicht wiederum gegen die Axe des Stabes hin erheben und dadurch den durch die erste Bewegung bewirkten Verlust des Stabes an Magnetismus zum Theil compensiren. Da indess mit wachsender Torsion der Stab härter, seine Molecüle weniger beweglich werden, so kann die magnetisirende Kraft dabei doch nicht ganz die Senkung der Axen der Molecüle aufheben; der temporäre Magnetismus vermindert sich also durch die Torsion. Bei der Detorsion des Stabes nach geringeren Torsionen werden die Molecüle wieder ganz beweglich und in ihre frühere Lage völlig zurückkehren. Der temporäre Magnetismus des Stabes wächst wieder bis zur völligen Detorsion.

Bei grösseren Torsionen werden im tordirten weichen Eisenstab, selbst wenn die Torsionen so gross gewesen sind, dass sie ihm eine permanente Drillung ertheilt haben, die Molecüle dennoch im Verhältniss zu denen des harten Eisens und Stahls eine grosse Beweglichkeit besitzen und daher auch nur wenig fest in einer gegen die Axe des Stabes windschiefen Lage verharren. Wird daher vor der Detorsion der magnetisirende Strom aufgehoben, und kehren die Molecüle dann fast vollständig in ihre mechanische Gleichgewichtslage zurück, so werden sie bei der Detorsion durch die dabei erfolgenden Erschütterungen dieser Gleichgewichtslage sich noch mehr nähern, und sich dabei mit ihren magnetischen Axen nur wenig gegen die Axe des Stabes erheben, um bei etwas bedeutender Entdrillung sogleich wieder zu sinken. Das Maximum des permanenten Magnetismus zeigt daher der Stab bei einer sehr kleinen Detorsion.

Wird ein harter Eisen- oder Stahlstab während der Einwirkung der magnetisirenden Kraft stark tordirt, so nehmen die Molecüle mit ihren magnetischen Axen gegen die Axe des Stabes wiederum windschiefe Lagen an, aus denen sie wegen ihrer geringeren Beweglichkeit auch durch den Zug der magnetisirenden Kraft nur wenig entfernt werden. Zugleich aber werden, wie wir schon oben angenommen, auch bei der Torsion die Axen der Molecüle nicht ganz der mechanischen Drehung des Stabes folgen, daher ihre Entfernung von der ersten Stellung nicht bedeutend sein. Bei der Torsion des harten Stabes wird daher sein temporärer Magnetismus abnehmen, wenn auch nicht sehr stark. Bei der Detorsion wird der Stab seinen früheren temporären Magnetismus wieder annehmen, wenn die Torsion nicht bedeutend war, so dass nach Aufhebung derselben die Molecüle in ihre früheren Lagen zurückkehren konnten. Wird aber der Stab so stark tordirt, dass er eine permanente Torsion behält, so werden sich bei geringer Detorsion die windschief geneigten magnetischen Axen der Molecüle, unterstützt von der Kraft des magnetisirenden Stromes, zuerst gegen die Axe erheben und somit der Magnetismus des Stabes zunehmen. Bei weiterer Detorsion werden die Axen der Molecüle sich nach der anderen Seite senken und die magnetisirende Kraft bei ihrer geringen Beweglichkeit nicht mehr genügen, um sie ebenso weit wieder zu erheben. Daher vermindert sich bei weiterer Detorsion der temporäre Magnetismus.

Wird der magnetisirende Strom vor der Detorsion aufgehoben, so weichen die magnetischen Axen der Molecüle nicht weit in ihre Stellung zurück. Sie werden bei der Detorsion wieder zuerst gegen die Axe des Stabes gehoben, dann nach der anderen Seite hin gesenkt, und zwar wird die Hebung eine stärkere Detorsion erfordern, als während der Einwirkung des Stromes, da die Kraft des letzteren zur Aufrichtung der Axen der Molecüle beitrug. Also auch hier wird der permanente Magnetismus des Stabes bei seiner Detorsion zuerst zu- und dann abnehmen. Wird der Strom nach der Detorsion erst unterbrochen, so sind, wie wir so eben erwähnt, jetzt die Axen der Molecüle nach der entgegengesetzten Seite, wie vorher, geneigt: der Stab wird also erst bei einer neuen Zurückdrehung nach der ersten Seite hin sein Maximum an Magnetismus zeigen.

Auf diese Weise erklären sich die complicirten Erscheinungen, welche Wertheim bei Untersuchung der Rotation des Maximums des temporären und permanenten Magnetismus beobachtet hat. Es ist aus dem Vorhergehenden ersichtlich, weshalb diese Maxima für die verschiedenen Eisensorten verschieden liegen, so dass das Maximum des temporären Magnetismus beim harten Eisen weit von der mechanischen Gleichgewichtslage des magnetisirten Stabes, das Maximum des permanenten Magnetismus näher bei derselben auftreten muss, beim weichen Eisen aber das umgekehrte Verhältniss sich zeigt.

Erschütterungen, die einem während der Dauer des magnetisirenden Stromes tordirten Stabe ertheilt werden, können die vorliegenden Erschei-

nungen ändern, da unter ihrem Einfluss, namentlich bei Eisenstäben, die Molecüle leichter den von aussen wirkenden Kräften folgen. Es sind daher solche Erschütterungen nur mit Vorsicht anzuwenden, da sie leicht Unregelmässigkeiten veranlassen können. Schlägt man z. B. einen Stahlstab, während er in einer Magnetisirungsspirale in einer ganz festen Lage sich befindet, so nimmt freilich sein Magnetismus allmälig bis zu einem Maximum zu. Ist dieses aber erreicht, so bewirkt oft ein Schlag eine geringe Abnahme des Magnetismus, ein anderer wieder eine Zunahme desselben, je nachdem die Molecüle einmal durch die Erschütterungen in diese oder jene Lage gebracht werden und darin verharren [1]).

Die von Matteucci beobachteten Inductionsströme, welche in einem, mit seinen Enden mit den beiden Enden des Drathes eines Galvanometers verbundenen Eisenstabe auftreten, wenn der Stab im Innern einer Magnetisirungsspirale tordirt wird, ergeben sich ohne Weiteres, wenn man mit Matteucci den Stab als aus einzelnen magnetischen Fasern zusammengesetzt betrachtet, die sich bei der Torsion des Stabes um seine Axe hierhin oder dorthin winden. Da indess diese Erklärung nicht genügt, um den grössten Theil der im Vorhergehenden mitgetheilten Thatsachen zu begründen, würden wir wohl besser die Entstehung jener Inductionsströme der abwechselnden Neigung der Axen der magnetischen Molecüle des Stabes nach der einen und der anderen Seite bei seiner Torsion zuschreiben.

396 Bei der Magnetisirung eines permanent tordirten Stabes treten dieselben Erscheinungen wie bei der Torsion eines magnetisirten Stabes ein. Auch hier findet eine dauernde Abnahme der Torsion bei der Magnetisirung statt, weil durch dieselbe zunächst die Molecüle beweglich gemacht werden. Nachher ergiebt die Magnetisirung vorübergehende Aenderungen der Torsion, indem bei der Hin- und Hermagnetisirung die Molecularmagnete hin- und hergedreht werden und ihren Bewegungen die ganze Masse des tordirten Stabes folgt, gerade wie sich dies umgekehrt bei der Torsion der Magnetstäbe in Bezug auf die Bewegungen der magnetischen Molecüle ergeben hat.

An Dräthen, welche noch durch die tordirenden Gewichte in einer bestimmten Drillung erhalten werden, zeigt sich namentlich sehr gut die Erschütterungswirkung der Magnetisirung, und wie nach Beendigung derselben die bei der Magnetisirung erfolgende Aufrichtung der Axen der Molecüle in eine der Axe des Drathes parallele Stellung auch eine Geradrichtung des in sich gewundenen Drathes, eine Detorsion zur Folge hat, welche offenbar verschwinden muss, wenn nach Aufhebung der Magnetisirung die Molecüle unter dem Einfluss des tordirenden Gewichtes ihre vorige Lage wieder einnehmen.

Das merkwürdige Verhalten tordirter und dann theilweise detordirter Dräthe bei der Magnetisirung und magnetisirter und nachher theilweise

[1]) Wiedemann l. c.

entmagnetisirter Dräthe beim Tordiren erklärt sich wohl daraus, dass die Molecüle solcher Dräthe gewissermaassen in einer weniger stabilen Gleichgewichtslage sind, aus welcher sie durch die beim Magnetisiren oder Tordiren stattfindenden Erschütterungen sich in eine stabilere Gleichgewichtslage begeben; diese nähert sich bei starken Detorsionen und Entmagnetisirungen den vor diesen Processen statthabenden Lagen der Molecüle. Werden indess die Molecüle durch stärkere Magnetisirungen oder Torsionen in weiteren Wegen gedreht oder an einander verschoben, so verlässt der Drath auch jene Gleichgewichtslagen und bequemt sich mehr und mehr den durch diese Wirkungen regelmässig verursachten Verschiebungen der Molecüle an, weshalb dann eine Abnahme an Torsion oder Magnetismus eintritt.

Die Magnetisirung eines Eisendrathes, durch welchen man einen 397
Strom geleitet hat, vermittelst der Torsion erklärt sich auf folgende Weise:

Wir haben schon §. 349 erwähnt, dass durch einen durch einen Eisendrath geleiteten Strom die magnetischen Molecüle in demselben sich in einer gegen die Axe des Drathes transversalen Lage ordnen. Ist z. B. der positive Strom durch den Eisendrath von oben nach unten geleitet, so werden die Nord- und Südpole *n* und *s* der Molecüle in demselben sich wie in der Fig. 192 stellen. Wird nun der Drath tordirt, so verschieben sich sowohl die unter einander liegenden Querschnitte desselben an einander, als auch die parallel seiner Axe liegenden Molecülreihen. Durch beide Bewegungen können die an einander liegenden Molecüle über einander hingleiten und gewissermaassen auf einander entlang rollen. Die Versuche zeigen, dass die letztere Bewegung überwiegt. Wird nämlich der Drath schraubenrechts gedreht, wie in Fig. 193, so würden durch die erstere Bewegung die Nordpole, durch die zweite die Südpole der einzelnen Molecüle nach oben gekehrt. In der That erhält aber der Drath bei der erwähnten Torsion oberhalb einen Südpol, bei der entgegengesetzten einen Nordpol. — In analoger Weise können wir auch die §. 390 erwähnten Erscheinungen erklären.

Fig. 192.



Fig. 193.



III. Beziehungen zwischen dem magnetischen Moment und den mechanischen Veränderungen der Länge der Eisenstäbe.

Matteucci [1]) hat gefunden, und Wertheim hat die Beobachtung 398
bestätigt, dass die Längsdehnung eines harten Eisenstabes, während er

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. T. LIII, p. 416. 1858.*

in einer Magnetisirungsspirale sich befindet, sein temporäres magnetisches Moment vermehrt. Hört die dehnende Kraft auf zu wirken, so nimmt das Moment wieder ab. Weiche Eisenstäbe sollen sich nach Matteucci gerade umgekehrt verhalten. Nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes soll in beiden Fällen eine Verlängerung eine Zunahme, die Verkürzung eine Abnahme des permanenten Magnetismus ergeben.

Die Versuche wurden in der Weise angestellt, dass die Eisenstäbe in einer Magnetisirungsspirale gedehnt wurden, welche eine mit einem Galvanometer verbundene Inductionsspirale umgab. Der bei der Dehnung entstehende Inductionsstrom gab die Aenderung der Magnetisirung an.

Wertheim [1]) macht indess mit Recht darauf aufmerksam, dass bei diesen Versuchen zwei Fehlerquellen einfliessen können. Einmal verschiebt sich beim Dehnen das freie Ende des Eisenstabes gegen die Magnetnadel des den Inductionsstrom messenden Galvanometers und kann so eine Ablenkung derselben bewirken. Dieselbe würde sich aber umkehren, wenn man die dehnende Kraft abwechselnd an dem einen oder anderen Ende des Stabes wirken liesse. Dann wird auch der Stab, der stets ein wenig gebogen ist, durch die dehnende Kraft gerade gerichtet, und die hierbei erfolgende Biegung würde gleichfalls das magnetische Moment des Stabes ändern. — Endlich würde auch, selbst wenn das Moment des Stabes sich nicht änderte, bei seiner Dehnung sein Ende mehr als vorher aus der Inductionsspirale heraustreten und dadurch zur Bildung von Inductionsströmen Veranlassung geben können. Da die beobachteten Aenderungen des Magnetismus bei der Verlängerung ausserdem nur klein sind im Verhältniss zu den durch die Torsion bewirkten, so dass Matteucci sie wenigstens bei harten Eisenstäben nicht direct an einem mit einem Spiegel versehenen astatischen Nadelsystem mittelst der Spiegelablesung, sondern nur vermittelst der Inductionsströme auffinden konnte, so wäre ein sorgfältigeres Studium dieser Versuche wünschenswerth.

399 Sicherer ist die umgekehrte Beziehung durch Joule [2]) nachgewiesen, dass nämlich die Länge eines Eisenstabes bei der Magnetisirung geändert wird. In ein unten geschlossenes, senkrecht aufgestelltes, mit Wasser gefülltes Glasrohr wurde ein zwei Fuss langer Eisenstab gestellt, dessen anderes Ende gegen einen aus zwei Hebeln zusammengesetzten Fühlhebel drückte. Die Ablenkungen dieses letzteren wurden durch ein mit einem Mikrometer versehenes Mikroskop beobachtet. Die Verschiebung des Hebels um einen Theilstrich des Mikrometers entsprach der Verlängerung der Stange um $\frac{1}{138528}$ Zoll. Das Glasrohr wurde mit einer Drathspirale umgeben, die so lang war, dass die Enden des Eisenstabes einen Zoll weit innerhalb der Enden derselben sich befanden, und durch sie ein Strom geleitet, dessen Intensität an einer Tangentenboussole abgelesen wurde.

1) Wertheim l. c., S. 421. — 2) Joule, Phil. Mag. Vol. XXX, p. 76 und 225. 1847.*

Der Magnetismus m des Eisenstabes wurde vermittelst einer nicht sehr zu empfehlenden Methode gemessen, indem ein horizontal der Mitte desselben gegenüber nach Art eines Wagebalkens aufgehängter und an beiden Enden mit Wagschalen versehener Magnetstab durch Gewichte stets in horizontaler Lage erhalten wurde, wenn die Anziehung des Eisenstabes ihn aus dieser Lage abzulenken strebte (vergl. Fig. 194). Von den erhaltenen Werthen mussten die aus der Ablenkung der Nadel der Tangentenboussole berechneten Gewichte subtrahirt werden, welche erforderlich waren, um den Magnetstab unter der Einwirkung der vom Strom durchflossenen Spirale allein im Gleichgewicht zu erhalten. Die Versuche ergaben eine Verlängerung des Stabes, welche $\frac{1}{720000}$ seiner Länge betrug, als der Stab das Maximum des temporären Magnetismus erhalten hatte. Bei Aufheben des magnetisirenden Stromes blieb mit dem Verbleiben von permanentem Magnetismus in dem Stab auch ein Theil dieser Verlängerung zurück.

Die folgende Tabelle, in welcher l die jedesmalige Verlängerung von weichen Eisenstäben bei ihrer temporären und permanenten Magnetisirung M und m bezeichnet, giebt ein Beispiel der erhaltenen Resultate:

	M	l	$\frac{M^2}{l}$	m	l	$\frac{m^2}{l}$
I.	0,49	1	240	0,42	0,7	252
	0,93	3,6	240	0,74	2,4	228
	1,42	8,3	243	1,00	4,5	222
	1,87	14,8	236	1,26	7,2	220
	2,21	24,2	202	1,35	10,9	168
II.	0,21	0,4	110	0,08	0,3	21
	0,32	1,0	102	0,12	0,8	18
	0,72	2,8	185	0,16	1,8	14
	1,95	13,8	275	0,21	5,4	8
	2,38	19,2	295	0,21	7,2	6

Die Verlängerung der Stäbe soll nach diesen Versuchen dem Quadrat des jedesmaligen temporären oder permanenten Magnetismus proportional sein. Sie ist grösser bei weichen als bei harten Stäben.

Die Abweichungen von diesem Gesetz, welche sich auch in obiger Tabelle ergeben, in welcher jedesmal $\frac{M^2}{l}$ und $\frac{m^2}{l}$ constant sein müsste, sucht Joule in der ungleichen Vertheilung des Magnetismus im Innern der Eisenstäbe bei Anwendung verschiedener magnetisirender Kräfte, indem die äusseren, durch den Strom magnetisirten Theile der Stäbe entgegengesetzt polarisirend auf die inneren Theile einwirken.

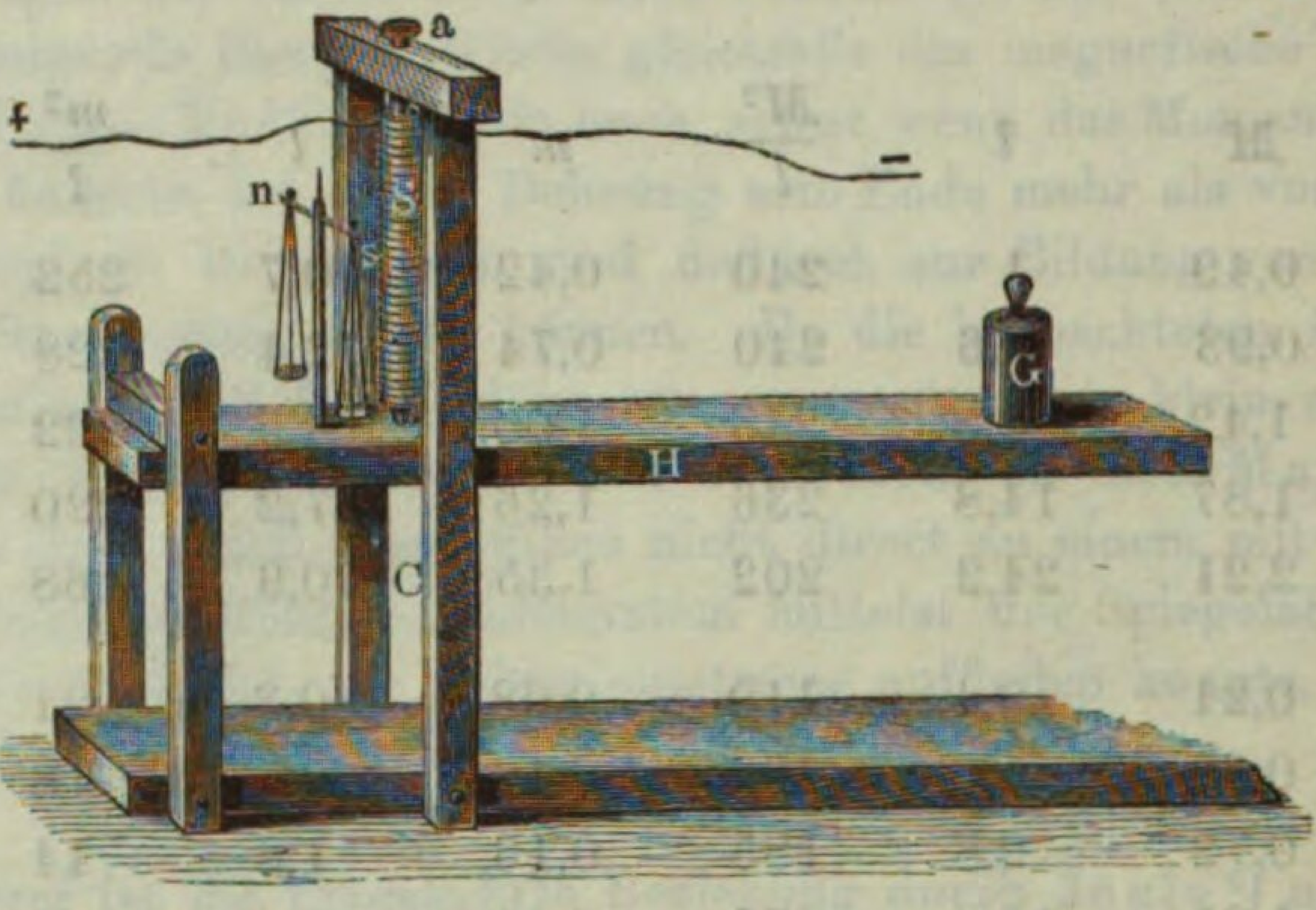
Bei weichen Eisenstäben, bei denen dieser Einfluss geringer ist, sind

die Abweichungen der Werthe $\frac{M^2}{l}$ und $\frac{m^2}{l}$ unter einander nicht ganz so gross. Bei einer weichen Stahlstange schwankten sie indess, wenn M von 0,74 bis 1,90 wechselt, zwischen 391 und 481.

Bei Umkehr der Richtung des magnetisirenden Stromes würde, nach Joule, nicht sogleich in allen Theilen der Stäbe der permanente Magnetismus aufgehoben, sondern sie behielten solchen noch an einzelnen Stellen bei, so dass dieselben eine Verlängerung zeigen, selbst wenn die magnetische Wage neben ihnen keinen Magnetismus mehr anzeigt.

400 Bei ferneren Versuchen untersuchte Joule das Verhalten gespannter und der Länge nach zusammengepresster Stäbe oder Dräthe. — Wird der Eisenstab bei diesen Versuchen stark gespannt, so kann sich die Erscheinung umkehren und an Stelle der Verlängerung eine Verkürzung der Stäbe treten. Dies zeigt sich namentlich bei Anwendung dünnerer Dräthe. Diese wurden an ihrem oberen Ende a, Fig. 194, vertical

Fig. 194.



in der Axe der magnetisirenden Spirale S aufgehängt. Unten waren sie an einem vermittelst einer Stahlschneide auf einer Stahlplatte aufliegenden Hebel H befestigt, welcher durch Gewichte G belastet wurde. Der Hebel übertrug seine Bewegungen bei Veränderung der Länge des Drathes auf einen zweiten Hebel, dessen Ablenkungen durch ein mit Mikrometer versehenes Mikroskop abgelesen wurden. Eine magnetische Wage, deren Wagebalken ns aus einem Magnet bestand, ähnlich der bei den früheren Versuchen verwendeten, diente zur Messung des Magnetismus des Drathes. Wurde an Stelle des Drathes ein mit der magnetisirenden Spirale umgebener Eisenstab vertical unter dem Hebel bei C aufgestellt, so konnte man auch durch Auflegen der Gewichte G den Stab der Länge nach zusammenpressen und dann die Wirkung der Magnetisirung untersuchen.

Die Pressung hatte hierbei keinen wesentlichen Einfluss auf die §. 399 angegebenen Resultate. Wurden die Stäbe indess stark gespannt, so verminderte sich die Verlängerung durch die Magnetisirung. Bei dünneren Stäben, z. B. Dräthen und starker Spannung veränderte sich dieselbe sogar in eine Verkürzung. So erhielt Joule unter Anderem bei Anwendung von Strömen von der Intensität i folgende Verkürzungen v eines Eisendrathes von ein Fuss Länge und $^1/_4$ Zoll Durchmesser, welcher durch ein Gewicht von 1680 Pfund gespannt erhalten wurde, während der gleichzeitig in demselben erregte temporäre Magnetismus gleich M war:

i =	379	696	1003	1299	1823
M =	2,7	3,8	4,3	4,4	4,7
v =	0,5	1,5	2,4	3,3	4,5
$\frac{Mi}{v}$ =	205	176	180	173	190

Nach diesen und anderen Resultaten ist die Verkürzung eines stark gespannten Drathes dem Product aus der Intensität des magnetisirenden Stromes und dem im Drath erzeugten Magnetismus direct proportional.

Dräthe von weichem und hartem Stahl zeigen dasselbe Verhalten. Nach dem Unterbrechen des Stromes kehren sie auf ihre frühere Länge zurück, obgleich sie noch einen gewissen permanenten Magnetismus behalten.

Kupferstäbe und Dräthe zeigen die Erscheinungen nicht.

Zur Beurtheilung dieser Versuche muss man berücksichtigen, dass die Wirkung der Magnetisirung eine doppelte sein kann.

Die erste Wirkung ist eine rein elektromagnetische. Ist einmal der magnetisirte Stab in der Axe der Spirale ausgespannt, so werden die an den Enden der Spirale befindlichen Theile in sie hineingezogen; der Drath wird verkürzt. Befinden sich nicht alle Theile des Stabes genau in der Axe der Spirale, wie dies meist der Fall ist, wenn er nicht durch Gewichte gespannt erhalten wird, so richtet er sich durch die elektromagnetische Wirkung gerade, und verlängert sich hierbei (siehe unten §. 402).

Die zweite Wirkung kann in einer wirklichen Veränderung der Länge der Stäbe durch die Umlagerung der Molecüle derselben bei der Magnetisirung bestehen. Diese Veränderung würde sich wahrscheinlich namentlich dann ergeben, wenn man tordirte Dräthe und Stäbe verwendete, welche sich durch die Magnetisirung aufdrillen.

Wollte man indess über diese letztere mechanische Wirkung der Magnetisirung genauere Aufschlüsse erhalten, so müsste jedenfalls die elektromagnetische Wirkung derselben völlig eliminirt werden, also die Magnetisirung der Stäbe in der Axe einer so langen und weiten Drathspirale vorgenommen werden, dass die elektromagnetische Wirkung auf alle Theile derselben gleich würde.

401 Die elektromagnetische Wirkung einer Magnetisirungsspirale auf die Länge eines Eisenstabes hat Wertheim [1]) untersucht. Als er einen weichen Eisenstab von 1 Meter Länge in horizontaler Lage in seiner Mitte in einen Schraubstock einspannte und auf sein eines Ende eine Drathspirale von 25 Centimeter Länge und 18 Centimeter innerem Durchmesser schob, so dass die Axen des Stabes und der Spirale zusammenfielen, so wurde das Ende des Stabes in die Spirale hineingezogen. Wurde über dem Ende des Stabes ein Mikroskop mit Fadenkreuz aufgestellt, so konnte die Verlängerung desselben gemessen werden. Sie betrug bei Wertheim's Versuchen selten mehr als 0,002 Millimeter.

Wird die Spirale gegen den Einklemmungspunkt des Stabes verschoben, so vermindert sich die Verlängerung. Sie müsste, wenn die Spirale dicht an demselben stände, mit einer Verkürzung des Stabes sich vertauschen. Indess ist diese Verkürzung unmessbar klein.

Nach Beatson [2]) soll auch durch einen hindurchgeleiteten Strom eine Verlängerung eines Eisenstabes unabhängig von seiner Erwärmung bewirkt werden.

IV. Beziehungen der Magnetisirung zur Biegung.

402 Die Biegung ändert das magnetische Moment von temporär und permanent magnetisirten Körpern nach Wertheim (l. c.) in ganz ähnlicher Weise, wie die Torsion, indem bei derselben einmal die Theilchen erschüttert und leichter beweglich werden und so mehr den jedesmal auf sie wirkenden Kräften folgen, sodann indem auch bei der Biegung die Theilchen selbst an einander verschoben werden. Die genauere Untersuchung dieser Erscheinungen ist schwieriger wie die der Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus, da bei der Biegung stets die ganze Masse der Stäbe gegen den ihr magnetisches Moment messenden Apparat verschoben wird.

Die Einwirkung, welche umgekehrt die Magnetisirung auf einen gebogenen Stab ausübt, ist von Guillemin [3]) beobachtet worden.

Ein Eisenstab von etwa 1 Centimeter Durchmesser und 20 bis 30 Centimeter Länge war in horizontaler Lage am einen Ende befestigt und an seinem freien Ende durch ein kleines angehängtes Gewicht ein wenig nach unten gebogen. Er richtete sich beim Durchleiten eines galvanischen Stromes durch eine ihn umgebende Drathspirale gerade und bog sich bei Unterbrechung desselben wieder. Es konnte hierbei der Drath der Spirale unmittelbar auf den Eisenstab aufgewunden und so die Axe der Spirale selbst bei der Biegung des Stabes mit ihm gebogen werden, so

[1]) Wertheim, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXIII, p. 302. 1848;* Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 43.* — [2]) Beatson, Electr. Mag. April 1846. Archives T. II, p. 113.* — [3]) Guillemin, Compt. rend. T. XXII, p. 264 u. 432. 1846.*

dass es nicht ein von der Spirale auf den Stab selbst ausgeübter seitlicher Zug sein kann, der ihn gerade richtet [1]). Ein solcher Zug würde ihn auch bei einer irgendwie excentrischen Stellung im Gegentheil noch mehr biegen, indem er den Stab gegen die ihm zunächst liegenden Wände der Spirale hinzöge. Vielmehr ist es wohl auch hier die elektromagnetische Anziehung der Spirale gegen die an ihren Enden befindlichen Theile des Stabes, die ihn kürzer zu machen strebt und dadurch zugleich die Geradrichtung seiner Axe veranlasst. Dagegen ist dieselbe nicht der temporären Zunahme der Elasticität des Stabes zuzuschreiben, da letztere sich bei der Magnetisirung kaum ändert.

Wertheim [2]) hat diese seitliche Ausbiegung untersucht, indem er bei den §. 401 beschriebenen Versuchen die Drathrolle so aufstellte, dass ihre Axe nicht mehr mit der des Stabes zusammenfiel, sondern ihr parallel verschoben war. Durch ein Mikroskop wurde die seitliche Verschiebung des Endes des Stabes bestimmt, als sich die Axe desselben in verschiedenen Abständen von der Axe der Rolle befand, indess dabei stets der letzteren parallel blieb.

Die seitliche Verschiebung ergab sich bei Versuchen mit zwei Eisenstäben (I und II) von 10 und 5 Millimeter im Quadrat Querschnitt und einem aufrecht gestellten Streifen Eisenblech (III) von 12 Millimeter Breite und 3,375 Millimeter Dicke nahezu proportional den Intensitäten der magnetisirenden Ströme. Diese Intensitäten wurden bei den Versuchen im Verhältniss von etwa 1 : 3 und 1 : 7 geändert.

Bezeichnen b und c die Breite und Dicke des Eisenstabes, L die Länge des Stabes, q den Elasticitätscoefficienten, so kann man aus der seitlichen Verschiebung f, welche der Intensität des Stromes gleich 1 entspricht, berechnen, wie gross ein Gewicht G sein müsste, welches, am Ende des Stabes angebracht, die gleiche Wirkung wie der Strom hervorbringen würde. Es wäre dieses Gewicht

$$G = \frac{f \cdot q\, b\, c^3}{4\, L^3}.$$

Berechnet man aus den Versuchen von Wertheim mit den drei Stäben die Gewichte G, so ergeben sie sich bei wachsendem Abstande D der Axe des Stabes von dem der Spirale wie folgt:

	$D = 80^{mm}$		$D = 50^{mm}$	
	f	G	f	G
Stab I.	$0{,}1337^{mm}$	$6{,}408^{grm}$	$0{,}0727^{mm}$	$3{,}484^{grm}$
Stab II.	0,4648	1,462	0,2853	0,813
Blech III.	0,9377	2,673	0,4747	1,493

[1]) Wertheim, Compt. rend. T. XXII, p. 336. 1846;* Pogg. Ann. Bd. LXVIII, S. 140.* — [2]) Wertheim, Ann. d. Chim. et de Phys. [3] T. XXIII, p. 302. 1848.*

Die durch die Gewichte G gemessenen mechanischen Kräfte, welche bei der Verschiebung der Enden der Stäbe bei Anwendung gleicher Stromesintensitäten auftreten, verhalten sich demnach bei den Stäben I, II, III:

$$D = 80 \text{ wie } 100 : 22{,}81 : 41{,}71;$$
$$D = 50 \text{ wie } 100 : 23{,}84 : 42{,}82,$$

während die Massen gleicher Längen der Stäbe sich verhalten

$$= 100 : 25{,}00 : 40{,}50.$$

Im Ganzen ist also die Anziehung der Spirale gegen die Stäbe proportional der Intensität des Stromes und der Masse des durch denselben magnetisirten Eisens.

V. Einfluss der Magnetisirung auf das Volumen und die Elasticität der Eisenstäbe.

403 Das ganze Volumen eines Eisenstabes scheint durch die Magnetisirung nicht merklich geändert zu werden. Dies zeigt folgender Versuch von Joule[1]).

Eine unten geschlossene, $1\frac{1}{2}$ Zoll weite, 40 Zoll lange Glasröhre war am einen Ende geschlossen. In das andere war mittelst eines durchbohrten Glasstöpsels ein Capillarrohr eingesetzt. In die Röhre wurde ein Eisenstab gelegt und dieselbe sodann mit Wasser gefüllt. Die Röhre wurde mit einer Drathspirale umgeben. Als durch letztere ein galvanischer Strom geleitet wurde, welcher das Eisen zum Maximum magnetisirte, zeigte sich keine Aenderung des Standes des Wassers in der Capillarröhre, obgleich eine Aenderung des Volums des Eisens um $\frac{1}{4500000}$ schon eine solche hervorgebracht hätte. Erst nach einiger Zeit, wenn dem Wasser im Glasrohre Wärme von der durch den Strom erwärmten Drathspirale mitgetheilt worden war, stieg dasselbe allmälig im Capillarrohr.

Ganz analoge Resultate hat auch Wertheim[2]) unter Anwendung eines ganz ähnlichen Verfahrens erhalten.

404 Auf die Elasticität des Eisens und Stahls übt die Magnetisirung nur einen schwachen Einfluss aus. Ein etwa 1 Meter langer Stahlstab zeigt nach der Magnetisirung vermittelst des Doppelstriches keine Aenderung seines Longitudinaltones. Indess könnte hier doch nur der erzeugte permanente Magnetismus zu klein sein, um eine Aenderung der Elasticität hervorzurufen. — Zur genaueren Untersuchung dieses Verhaltens schraubte deshalb Wertheim[3]) einen horizontalen Eisendrath am einen

[1]) Joule, Phil. Mag. T. XXX, p. 76. 1847.* — [2]) Wertheim, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXIII, p. 306. 1848:* Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 47.* — [3]) Wertheim, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XII, p. 610. 1842.*

Ende in eine auf einem Monochord befestigte Bronzeklemme ein, zog ihn sodann durch die Axe einer auf eine Glasröhre aufgewickelten Drathspirale von 1,8 Meter Länge und knüpfte das andere Ende an eine Schnur, welche über eine Rolle gelegt und mit einer Wagschale versehen war. Ein Mikroskop gestattete die Verlängerungen des Drathes bei Belastung der Schale mit Gewichten zu messen, mochte er nun durch einen durch die Spirale hindurchgeleiteten Strom magnetisirt worden sein oder nicht. Die Verlängerungen waren in beiden Fällen fast vollkommen gleich. Nur wenn der Drath längere Zeit der Einwirkung der Magnetisirung ausgesetzt worden ist, nimmt der Elasticitätscoefficient ganz wenig ab, und diese Abnahme bleibt dann auch nach Unterbrechung des magnetisirenden Stromes bei.

Ganz diesem Resultate entsprechend ändert sich bei der Magnetisirung auch der Longitudinalton der Stäbe nicht, mag diese Magnetisirung, wie bei den mitgetheilten Versuchen, temporär durch einen galvanischen Strom im weichen Eisen, oder permanent, z. B. durch den Doppelstrich, in einem Stahlstabe hervorgerufen sein.

Auch Wartmann[1]) konnte keinen Einfluss der Magnetisirung auf die auf Eisen- oder Stahlplatten erzeugten Klangfiguren, ebenso wenig auf ihren Ton, und auch nicht auf die Longitudinal- und Transversaltöne einer Eisendrathsaite auffinden.

VI. Einfluss der Magnetisirung auf die thermische und elektrische Leitungsfähigheit und das thermoelektrische Verhalten des Eisens.

Wenn durch die Magnetisirung des Eisens eine Aenderung der Lagerung seiner einzelnen magnetischen Molecüle bedingt wird, so muss sich sein Verhalten in allen den Fällen ändern, bei denen jene Lagerung einen Einfluss haben kann. So also könnte sich das thermische und galvanische Leitungsvermögen und das thermoelektrische Verhalten des Eisens dabei verändern. 405

Zunächst hat Maggi[2]) zu zeigen versucht, dass die Wärmeleitungsfähigkeit des Eisens bei der Magnetisirung sich ändere. Er überdeckte eine kreisrunde Eisenplatte mit einem dünnen Ueberzug von Wachs und Oel und leitete vermittelst eines Blechrohrs Wasserdampf durch ein in ihrem Centrum gebohrtes Loch. Das Wachs schmolz auf der Platte in einem Kreise ab. Wurde dieselbe aber horizontal auf die mit einigen Pappstreifen bedeckten Pole eines starken Elektromagnetes gelegt, so dass ihr Mittelpunkt in die axiale Verbindungslinie der Pole fiel, so schmolz bei der Erregung des Elektromagnetes das Wachs in der auf jener Linie

[1]) Wartmann, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXIV, p. 360. 1848.* — [2]) Maggi, Archives. T. XIV, p. 132. 1850.*

verticalen, äquatorialen Richtung weiter ab, so dass hiernach die Leitungsfähigkeit des Eisens für Wärme in äquatorialer und axialer Richtung sich wie 6 : 5 verhielte. Zur Vorsicht hatte Maggi auch unter die der Aequatorialebene entsprechenden Punkte des Randes der Platte Pappstreifen und Metallstücke gelegt, um daselbst die Ableitung der Wärme möglichst ebenso gross zu machen, wie durch die Magnetpole.

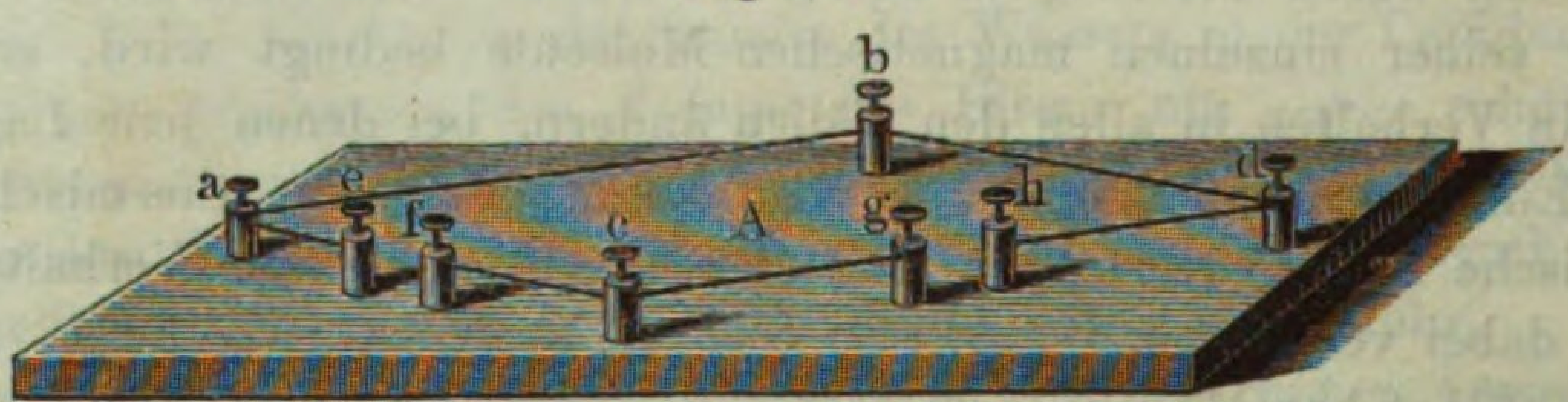
Da la Rive will hieraus eine Bestätigung seiner Versuche ableiten, dass das Eisen bei der Magnetisirung sich in axialer Richtung ausdehnt, in äquatorialer zusammenzieht. Eine Wiederholung derselben wäre wohl sehr nöthig.

406 Ob das Leitungsvermögen des Eisens für Elektricität durch das Magnetisiren desselben geändert werde, ist eine durch verschiedene Beobachter entgegengesetzt beantwortete Frage.

Nach älteren Versuchen von Abraham [1]) sollte magnetisirter Stahl besser leiten als im unmagnetischen Zustande.

Genauere Versuche über diesen Punkt sind von Edlund [2]) angestellt worden. Elf weiche Eisendräthe von 165 Millimeter Länge und 2 Millimeter Dicke und zehn ebenso lange Kupferdräthe wurden einander parallel und getrennt von einander durch zwei runde Korkscheiben gesteckt und die Enden der Kupfer- und Eisendräthe abwechselnd mit einander verbunden, so dass sie alle einen fortlaufenden Leiter bildeten. Die so vorgerichteten Dräthe wurden in den inneren Raum einer Magnetisirungsspirale geschoben. Dieses System von Dräthen wurde in den einen Zweig *aefc* der Wheatstone'schen Drathcombination, nach Svanberg's Einrichtung, Fig. 195, eingefügt; in dem Zweige *cghd* befand sich ein Rheo-

Fig. 195.



stat, in der Brücke *cb* ein Multiplicator, welcher ein Magnetometer mit Spiegelablesung umgab. Wurde zuerst der Rheostat so eingestellt, dass das Magnetometer keine Ablenkung seiner Nadel zeigte, als die Klemmen *a* und *d* mit den Polen der Säule verbunden wurden, so ergab sich eine solche auch nicht, als die Eisendräthe durch einen durch die Magneti-

[1]) Aeltere wenig beweisende Versuche mit Reibungselektricität von Fischer, Kastner's Arch. Bd. III, S. 421. 1824* und Abraham, Pogg. Ann. Bd. I, S. 357. 1824.* Der Erstere glaubt in den magnetisirten Eisenstangen eine schlechtere, der Zweite eine bessere Leitung wahrzunehmen. — [2]) Edlund, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 315. 1854.*

sirungsspirale geleiteten Strom stark magnetisirt worden waren (so dass sie ein magnetisches Moment von 9556000 T besassen, wo T die horizontale Intensität des Erdmagnetismus ist). Es konnte hiernach die Magnetisirung den Widerstand der Eisendräthe um nicht mehr als 0,0002 geändert haben.

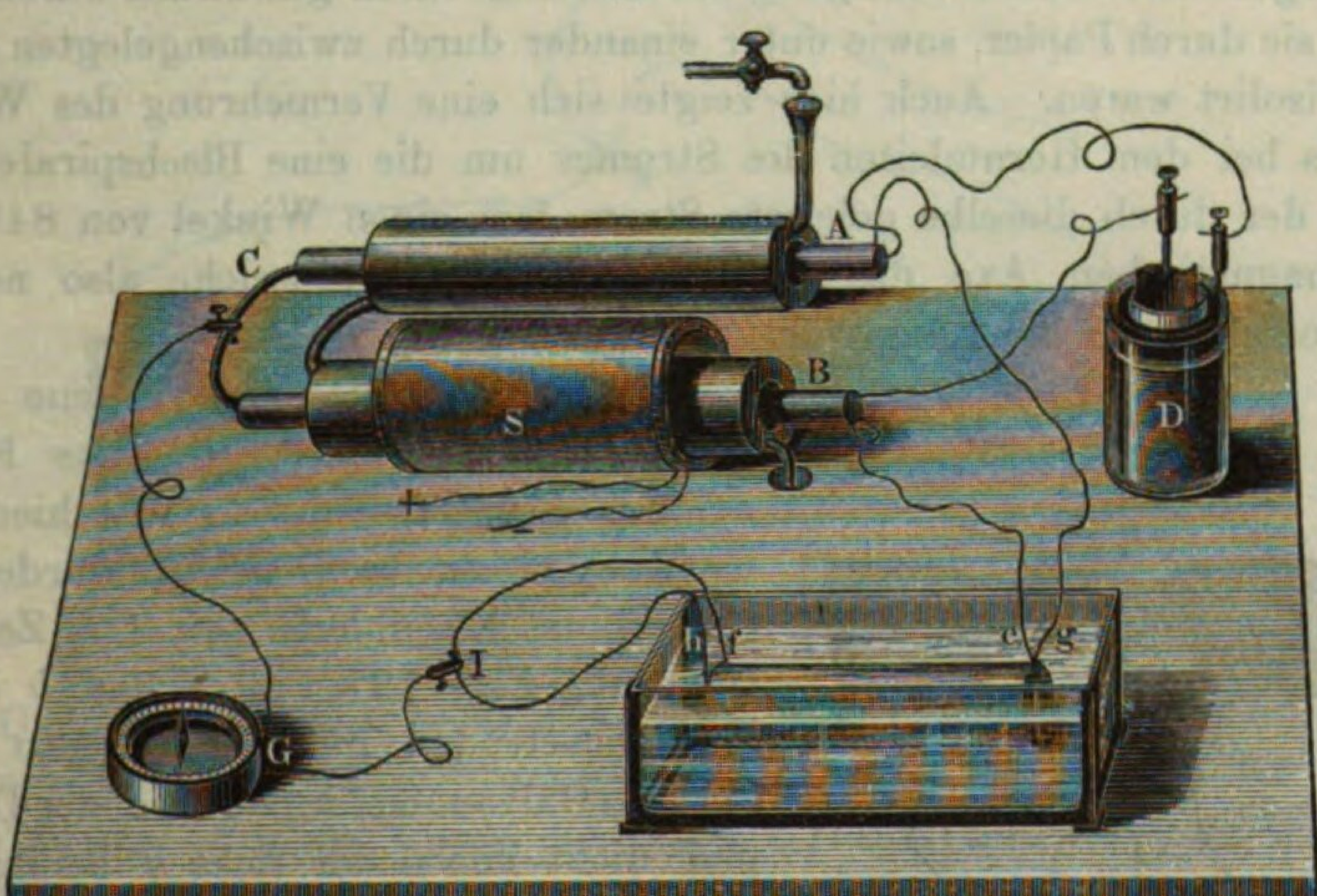
Auch als sechs vierkantige Eisenstäbe wohl isolirt zwischen die Polflächen eines Joule'schen Magnetes und seines Ankers geschoben wurden, und sie nun nach der Verbindung ihrer abwechselnden Enden durch Kupferdräthe in den Zweig ac der Wheatstone'schen Drathcombination eingefügt wurden, ergab sich keine Aenderung ihres Widerstandes, als nach Erregung des Magnetes ihnen eine gegen die Richtung des durch sie hindurchgeleiteten Stromes transversale Magnetisirung ertheilt worden war.

Auch Mousson [1]) hat nicht den geringsten Einflussder Magnetisirung des Stahles durch Streichen auf sein Leitungsvermögen wahrgenommen. Ebenso wenig hat Wartmann [2]) einen solchen Einfluss der Magnetisirung, weder an magnetischen Körpern wahrnehmen können, noch auch an Körpern, in denen der Einfluss des Magnetes eine deutlich sichtbare Drehung der Polarisationsebene hervorrief.

Um so auffallender muss es erscheinen, dass Thomson [3]) mit einem 407
weniger empfindlichen Galvanometer und kürzeren Eisenstäben einen die Fehlerquellen bei Edlund's Versuchen übersteigenden Einfluss der Magnetisirung beobachtet haben will.

Thomson bediente sich, wie Edlund, der Wheatstone'schen

Fig. 196.



Stromverzweigung. Zwei 10 Zoll lange Eisenstäbe A und B, Fig. 196, wurden mit Papier umwickelt in zwei dünne Röhren von doppeltem Kupfer-

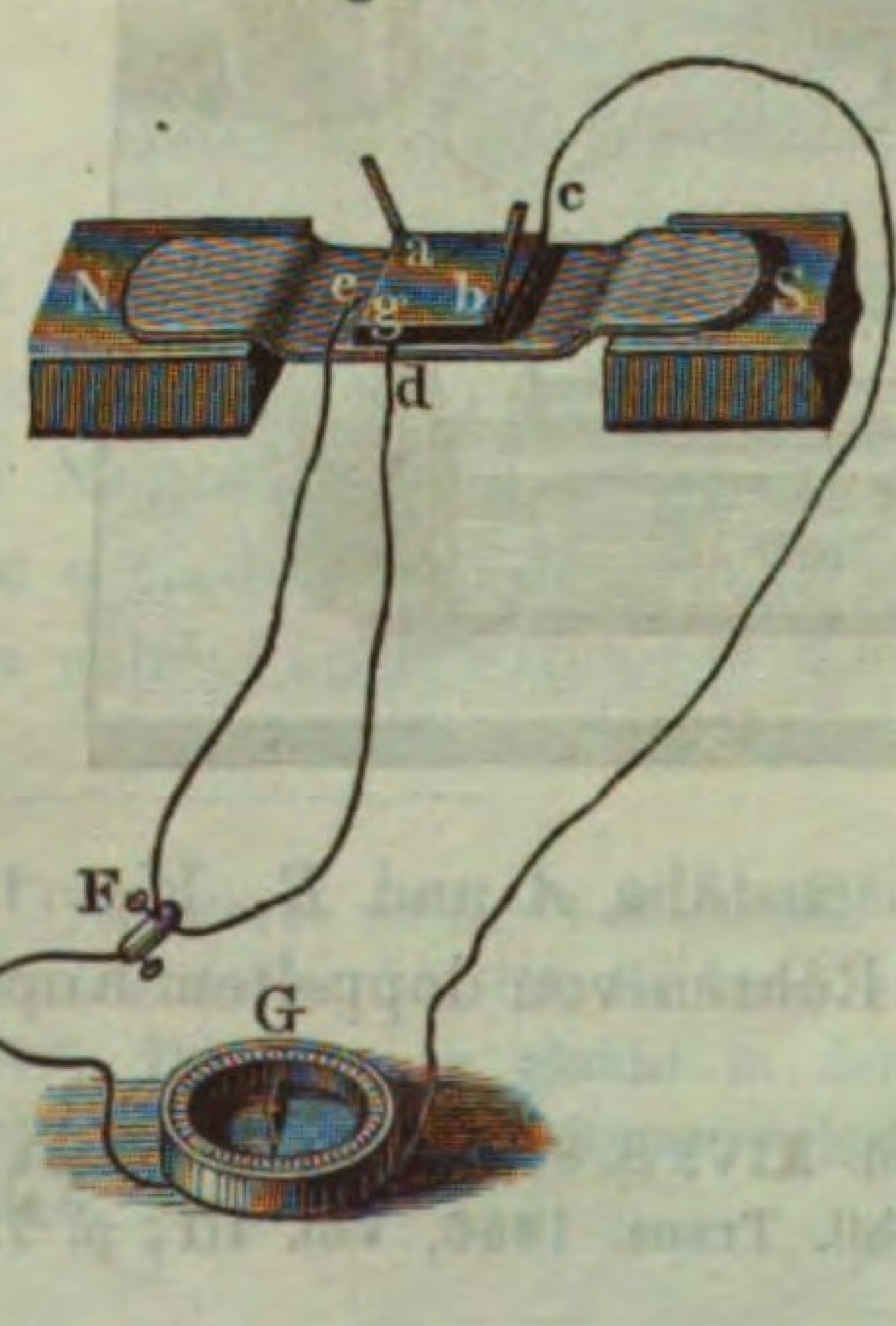
[1]) Mousson, Schweiz. Denkschriften 1855. Bd. XIV, S. 81.* — [2]) Wartmann, Arch. T. XIII, p. 35. 1850.* — [3]) Thomson, Phil. Trans. 1856, Vol. III, p. 737.*

blech geschoben, durch welche beständig ein Strom kalten Wassers circulirte. Die eine Kupferröhre war mit einer Magnetisirungsspirale *S* umgeben. Die beiden Stäbe wurden mit ihren einen Enden mit den Polen eines Daniell'schen Elementes *D*, mit ihren anderen Enden direct mit einander durch einen angelötheten Kupferdrath *C* verbunden. Von den Enden *A* und *B* verzweigte sich der Strom durch zwei gleiche Spiralen von Kupferdrath *ef* und *gh*, die neben einander auf einen dünnen mit Seidenzeug bedeckten Kupfercylinder gewunden und in Terpentinöl gelegt waren. Ihre Enden *f* und *h* waren durch einen kreisförmigen Drath *I* mit einander verbunden. Die Enden der Leitungsdräthe eines Galvanometers *G* waren mit dem Drath *C* und durch eine verschiebbare Klemmschraube mit dem Drath *I* verbunden. Die letztere wurde so gestellt, dass die astatische Nadel des Galvanometers nicht ausschlug. Als nun Drath *B* durch den durch die Magnetisirungsspirale geleiteten Strom von sechs Eisenelementen magnetisirt wurde, wich dieselbe von ihrer Ruhelage ab, und die Klemmschraube auf Drath *I* musste verschoben werden, um die Nadel wieder in dieselbe zurückzuführen.

Gleichviel in welcher Richtung die Magnetisirung erfolgte, ergab sich, dass der Widerstand des Eisens bei seiner temporären Magnetisirung in der Richtung seiner magnetischen Axe um etwa $\frac{1}{3000}$ stieg.

Es wurden bei dem vorigen Versuche die Eisenstäbe durch 7 Fuss lange, $^1/_8$ Zoll breite Streifen von Eisenblech ersetzt, welche in Spiralwindungen von etwa 6° Steigung um Messingröhren gewunden waren, von denen sie durch Papier, sowie unter einander durch zwischengelegten Bindfaden isolirt waren. Auch hier zeigte sich eine Vermehrung des Widerstandes bei dem Herumleiten des Stromes um die eine Blechspirale, obgleich der durch dieselbe geleitete Strom fast einen Winkel von 84° mit der magnetischen Axe des Blechstreifens bildete, welche also nahezu transversal gegen die Längsrichtung desselben lag.

Fig. 197.



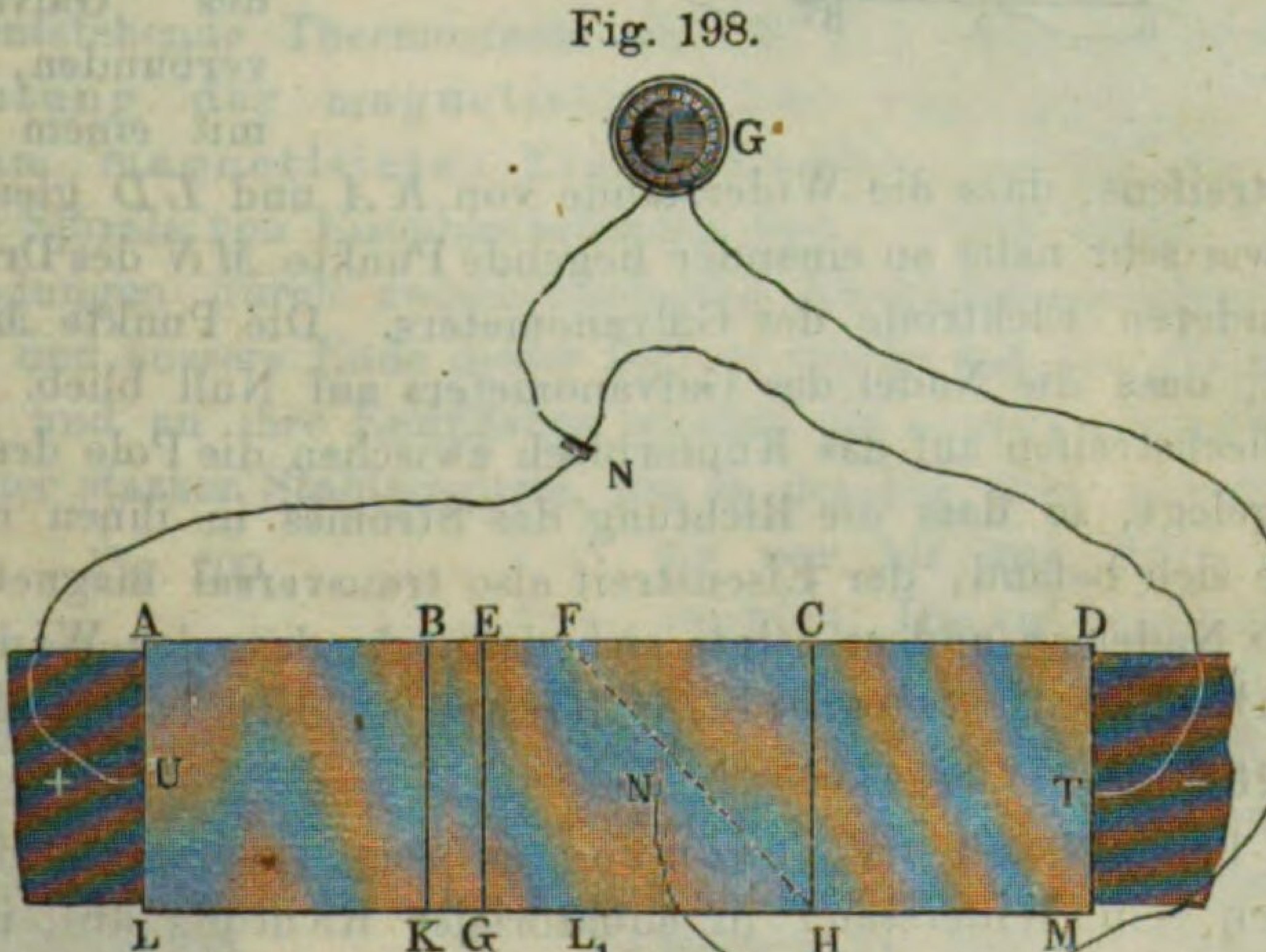
Um nun die verschiedene Veränderung des Widerstandes des Eisens bei der Magnetisirung in verschiedenen Richtungen zu vergleichen, wurden an ein dünnes Eisenblech von $1^1/_2$ Zoll im Quadrat, Fig. 197, in *a* und *b* dicke Kupferelectroden gelöthet, ebenso in *c* ein zum Galvanometer *G* führender Drath, und dicht neben der Ecke *g* beiderseits die Enden *d* und *e* eines Drathes, auf dem eine Klemmschraube *F* sich verschob, die mit dem anderen Drathende des Galvanometers verbunden war. Die Platte wurde so lange befeilt, bis das Galvanometer beim Durchleiten eines Stromes vermit-

telst der Elektroden *a* und *b* keinen Ausschlag zeigte, also die Linie *cg* eine Linie gleichen Potentials war.

Die so vorgerichtete Eisenplatte wurde auf ein mit Papier bedecktes Kupferblech gelegt, dessen Ränder auf die Polflächen eines Ruhmkorff'schen Elektromagnetes aufgelegt waren. Es wurde nun der Strom eines grossen Daniell'schen Elementes durch die Eisenplatte geleitet, durch welche sie bedeutend heiss wurde. Dennoch blieb die Nadel des Galvanometers auf Null. Wurde aber jetzt der Elektromagnet durch den Strom von sechs Eisenelementen erregt, gleichviel in welchem Sinne, so wich dieselbe aus und die Klemme *F* musste verschoben werden, um sie wieder auf Null zu bringen. Die Linie gleichen Potentials hatte sich hier ein wenig der Linie *cb* genähert, so dass ihr zwischen *e* und *d* liegendes Ende etwa $^1/_{240}$ Zoll gegen *d* vorgerückt war. So ist also der Widerstand der Platte in der äquatorialen Richtung von *ca* nach *be* kleiner als der Widerstand in der axialen Richtung von *ae* nach *cb*. Aehnliche Erscheinungen ergaben sich an einer kreisförmigen Platte.

Dieses Resultat wurde noch in anderer Art nachgewiesen. An ein Kupferblech *KBCH*, Fig. 198, waren beiderseits Eisenbleche *ABLK*

Fig. 198.

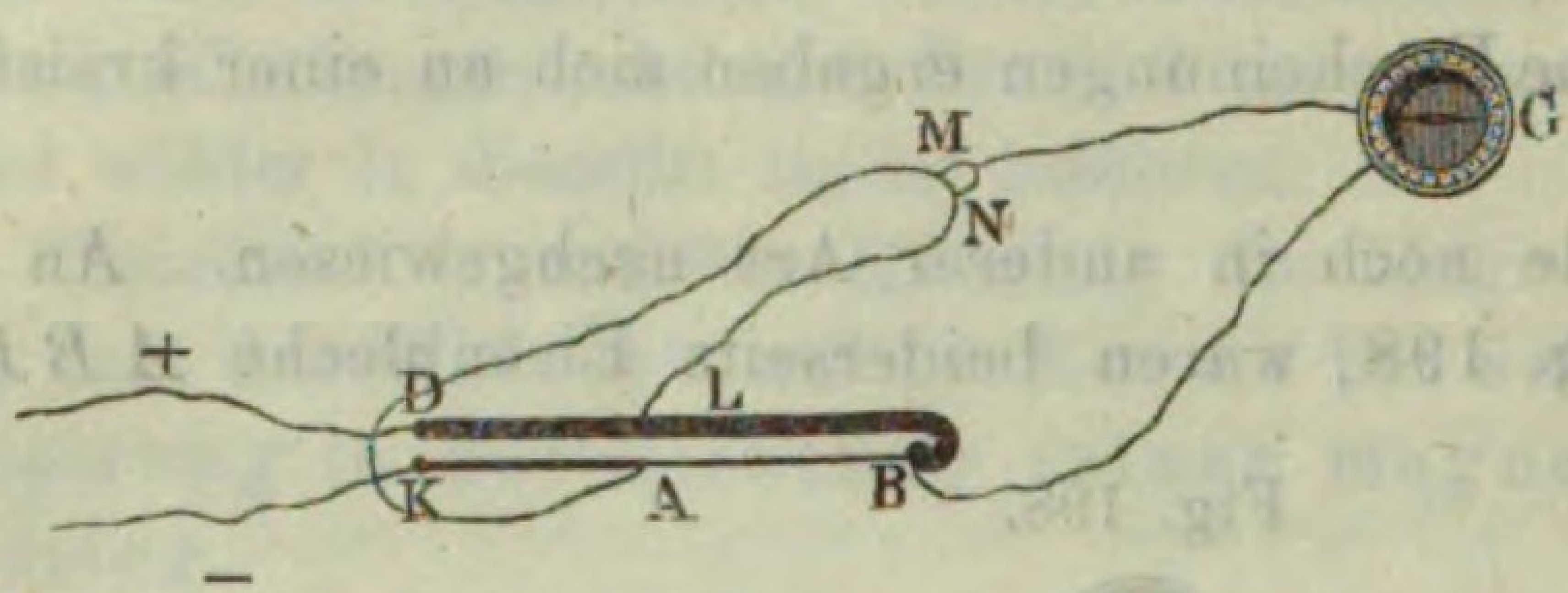


und *CHDM* gelöthet. Das Eisenblech *CHDM* wurde um die Linie *CH* nach unten um 180⁰ umgebogen, so dass es parallel der Ebene $CHFL_I$ lag. Sodann wurde das Blech *CHBK* um die Diagonale *FH* um 180⁰ nach oben umgebogen, dass die Fläche *ALFH* parallel und über der Fläche *FHC* sich befand, und endlich noch das Stück *ALEG* um die Linie *EG* um 180⁰ nach unten umgebogen, so dass das Eisenblech *ABLK* gerade unter dem Blech *CHDM* sich befand, jedoch so, dass die Kante *LK* der Kante *CH* parallel war. Die Bleche wurden durch Papier von einander getrennt erhalten und die Punkte *UNT* mit

dem Galvanometer G verbunden, wie es die Figur angiebt. Wurden nun durch breite Elektroden die Kanten AL und DM mit den Polen der Säule verbunden, so konnte man durch Verschieben der Klemme N erreichen, dass die Nadel des Galvanometers auf Null stand. Wenn aber das zusammengelegte Blech flach auf das zwischen die Pole des Elektromagnetes gelegte Kupferblech (siehe oben) gebracht wurde, so wich die Nadel aus, und Klemme N musste verschoben werden, um sie auf Null zurückzuführen. Hierdurch ergab sich, dass der Blechstreifen, in welchem der Strom in axialer Richtung zwischen den Magnetpolen floss, relativ einen grösseren Widerstand besass, als in dem, in welchem er in äquatorialer Richtung strömte.

Es wurde endlich ein quadratisches Eisenblech AB, Fig. 199, zwischen ein Kupferblech KA und ein Bleiblech BD gelöthet, und durch diese Bleche in der Richtung von K nach D ein sehr starker Strom geleitet. Der Punkt B wurde mit der einen Elektrode des Galvanometers verbunden, Punkt A mit einem Punkt L des Blechstreifens, dass die Widerstände von KA und LD gleich waren, und nun zwei sehr nahe an einander liegende Punkte MN des Drathes AL mit der anderen Elektrode des Galvanometers. Die Punkte MN waren so gewählt, dass die Nadel des Galvanometers auf Null blieb. Wurden aber die Blechstreifen auf das Kupferblech zwischen die Pole des Elektromagnetes gelegt, so dass die Richtung des Stromes in ihnen in äquatorialer Lage sich befand, der Eisenstreif also transversal magnetisirt war, so wich die Nadel ab und es zeigte sich dadurch, dass der Widerstand des Eisenblechs in äquatorialer Richtung durch die Magnetisirung abgenommen hatte.

Fig. 199.



Auch beim Nickel hat Thomson zu zeigen versucht, dass beim Magnetisiren sein Widerstand in äquatorialer Richtung ab-, in axialer Richtung zunimmt. Namentlich letztere Erscheinung soll beim Nickel 3- bis 4mal so stark hervortreten, als beim Eisen [1]).

Es lässt sich von vornherein nicht sagen, worauf es beruhe, dass Edlund bei seinen sorgfältigen Versuchen in Bezug auf den Einfluss der Magnetisirung auf die Leitungsfähigkeit des Eisens negative, Thomson dagegen positive Resultate erhalten hat. Bei mehreren Versuchen Thomson's wäre es sehr wohl möglich, dass die Anziehung der Pole des Elektromagnetes rein mechanisch einen Zug auf das zwischen ihnen liegende

[1]) Thomson, Inst. 1858, p. 243; Jahresber. der phys. Ges. 1858, S. 356.*

Eisenblech ausgeübt hätte, wodurch es in axialer Richtung gedehnt und dadurch in äquatorialer Richtung zusammengedrückt worden wäre.

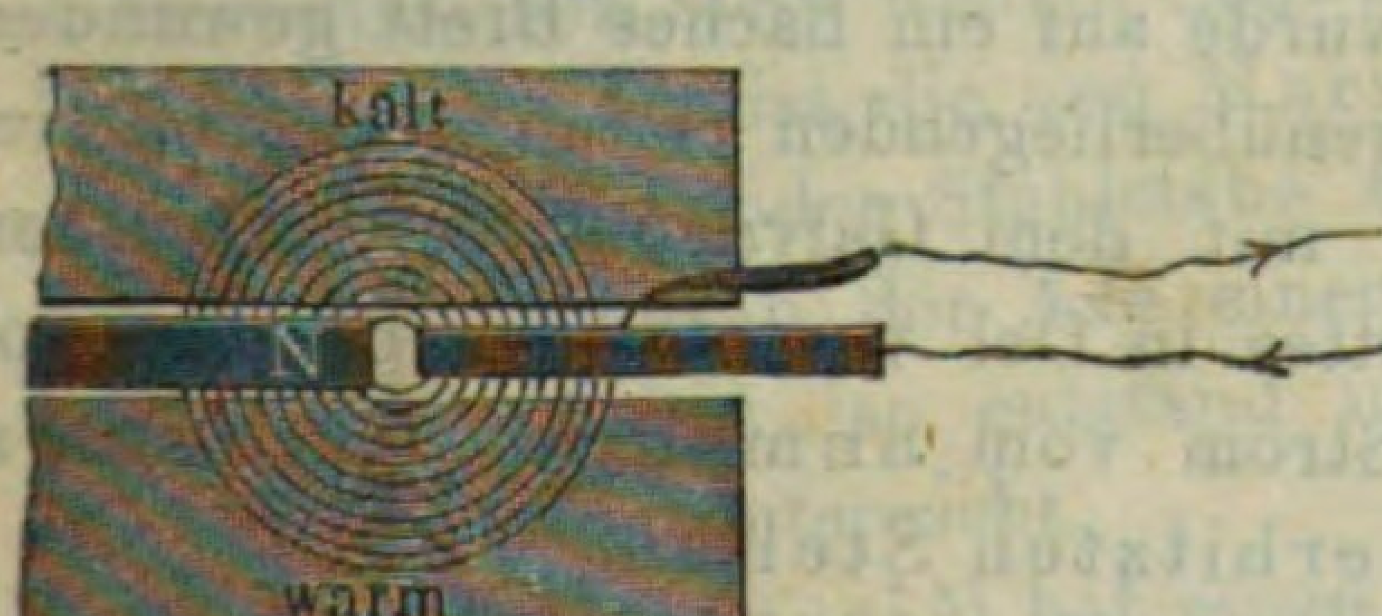
Hierdurch könnte sich auch schon eine entgegengesetzte, aber doch nur secundäre Aenderung des Leitungswiderstandes nach den beiden Richtungen erklären.

Ein sehr viel empfindlicheres Reagenz für geringe Structurverände- 408
rungen der Körper, als ihre Leitungsfähigkeit, ist ihr thermoelektrisches Verhalten.

Thomson[1]) hat versucht, eine Aenderung dieses Verhaltens bei der Magnetisirung nachzuweisen.

Eine etwa 3 Zoll lange Spirale von 220 Windungen von Kupferdrath war auf einen etwa 2 Fuss langen horizontalen Eisendrath geschoben, dessen Enden mit einem Galvanometer verbunden waren. Der Eisendrath wurde in der Mitte durch eine Weingeistlampe erhitzt und die Spirale ein wenig seitlich von der erhitzten Stelle angebracht. Wurde nun ein Strom durch die Spirale geleitet, so wich die Nadel des Galvanometers aus und die Ablenkung derselben kehrte sich um, als die Spirale schnell nach der anderen Seite der erhitzten Stelle geschoben wurde. Hiernach soll der entstehende Thermostrom durch die erwärmte Stelle in der Richtung der magnetischen Axe vom unmagnetisirten Eisen zum magnetisirten Eisen fliessen. — Es wurde ferner eine flache Spirale von Eisenblechstreifen von $^1/_4$ Zoll Breite gewunden, deren Windungen durch zwischengelegten Bindfaden getrennt wurden. Das innere und äussere Ende dieser Spirale wurde mit dem Galvanometer verbunden, und an ihre Endflächen wurden die ungleichnamigen Pole *N* und *S* zweier starker Stahlmagnete, wie in der Fig. 200, gelegt, so dass sie nur bis zur Mitte derselben reichten. Die auf beiden Seiten der Magnete befindlichen Theile der Eisenspirale wurden durch eine aufgelegte heisse und kalte Glasplatte auf verschiedene Temperaturen gebracht. Es entstand ein Strom, der durch die erhitzte Stelle in der Richtung senkrecht gegen die magnetische Axe von den stärker magnetisirten Stellen des Eisens zu den schwächer magnetisirten, von den Polen der Magnete entfernteren, floss.

Fig. 200.



Es wurde endlich ein in der Mitte aufgeschlitzter langer Eisenblechstreifen, Fig. 201 (a. f. S.), spiralförmig um einen Holzcylinder gewunden. In denselben waren drei parallele schraubenförmige Rinnen eingegraben, in denen sich Kupferröhren befanden, die dem Schlitz und den Rändern des Blechstreifens gerade entsprachen. Der Holzcylinder mit den Röhren

[1]) Thomson, Phil. Trans. 1856. T. III, p. 722 u. folgde.*

war mit Papier beklebt. Es wurden die Enden des Blechstreifens mit dem Galvanometer verbunden, und Dampf durch die Kupferröhre, welche unter dem Schlitz, kaltes Wasser durch die Röhren geleitet, welche unter den äusseren Rändern des Blechstreifens lagen. Das Galvanometer gab nur einen schwachen Strom an. Wurde aber über den Holzcylinder mit dem Blechstreifen eine Magnetisirungsspirale geschoben, welche den Blechstreifen so magnetisirte, dass die magnetische Axe um etwa 45° gegen seine Längsrichtung geneigt war, so entstand ein Strom, der sich in den Streifen in der Richtung fortpflanzte, die dem Abfall der magnetischen Axen von der heissen zur kalten Seite der Streifen entsprach, oder, wenn man eine Zickzacklinie von einer Seite des Streifens zur anderen ziehen würde, der, wie Thomson sagt, von dem transversal magnetisirten zum longitudinal magnetisirten Eisen durch die erhitzte Stelle hindurchfliesst.

Fig. 201.



Drei Stahldräthe von $^1/_{18}{}''$ Dicke und $2''$ Länge wurden abwechselnd mit einen Zoll langen Kupferdräthen zu einem langen Drath verlöthet. Durch eine kleine Magnetisirungsspirale wurden die abwechselnden (der erste, dritte, fünfte u. s. f.) Stahldräthe in entgegengesetzter Richtung magnetisirt, während die dazwischen liegenden Stahldräthe, sowie zwei längere an die Enden des zusammengesetzten Drathes gelöthete Stahldräthe unmagnetisch blieben.

Dieser so eingerichtete Drath wurde auf ein flaches Brett gewunden, so dass die Stahldräthe auf den gegenüberliegenden Seiten desselben sich befanden. Die Enddräthe wurden mit dem Galvanometer verbunden. Wurde nun die eine Kante des Brettes in Oel von der Temperatur von 100° C. getaucht, so entstand ein Strom vom unmagnetisirten zum magnetisirten Stahl durch die erhitzten Stellen.

Die Einführung des Kupfers zwischen die abwechselnd magnetisirten und unmagnetischen Stahldräthe kann keinen störenden Einfluss haben. Dasselbe Resultat ergab sich auch mit einem homogenen Stahldrath, von welchem einzelne Stellen durch Streichen magnetisirt, die zwischen liegenden unmagnetisch geblieben waren.

Wurde der eine Schenkel eines Hufeisens von Nickel, dessen Länge 8 Zoll, dessen Dicke $^1/_2$ Zoll betrug, durch eine Magnetisirungsspirale magnetisirt, und nach der Verbindung beider Schenkel mit dem Galvanometer die Biegung des Hufeisens durch eine Gasflamme erhitzt, während die Schenkel durch umliegende Wasserbäder kalt erhalten wurden, so ergab sich ein Strom, der durch die erhitzte Stelle vom longitudi-

nal magnetisirten Nickel zum schwächer magnetischen Nickel floss, der also dem unter gleichen Verhältnissen beim Eisen erhaltenen gerade entgegengesetzt sein sollte.

Es muss weiteren Untersuchungen vorbehalten bleiben, zu entscheiden, ob nicht etwa und in wie weit einige der hier mitgetheilten Beobachtungen auf zufälligen und durch elektromagnetische äussere Kräfte bedingten Veränderungen der Torsion oder Biegung u. s. f. der Eisen- und Stahltheile beruhen.

VII. Erzeugung von Tönen bei der Magnetisirung.

Die mechanischen Bewegungen, in welche Eisen- und Stahlstäbe beim 409
Magnetisiren durch die elektromagnetischen Vorgänge und etwaige besondere Einflüsse auf ihre Gestalt versetzt werden, können Veranlassung geben zur Erzeugung von Schwingungen und Tönen.

Zuerst beobachtete Page [1]), als er zwischen die Schenkel eines hufeisenförmigen Magnetes eine vertical stehende Spirale von übersponnenem Kupferdrath von 40 Windungen brachte, dass jedesmal beim Schliessen und Oeffnen des durch die Spirale hindurchgeleiteten Stromes ein Ton in dem Magnet entstand. Derselbe war beim Schliessen des Stromes schwächer als beim Oeffnen. — Hierbei werden die Schenkel des Magnetes gegen die Spirale hingezogen oder von ihr fortgestossen und so in Schwingungen versetzt. — Ganz analog beobachtete Delezenne [2]) eine Tonerregung, als er zwischen den Schenkeln eines Hufeisenmagnetes einen Elektromagnet rotiren liess. — Ebenso lässt ein zu einem Cylinder gebogenes Eisenblech, welches in eine Spirale gesenkt ist, beim Oeffnen und Schliessen des Stromes in letzterer einen Ton hören, indem es sich gleichfalls stärker oder schwächer biegt und in Schwingungen geräth [3]).

Anderer Art ist die von Marrian [4]) beobachtete Tonerzeugung. Er befestigte Eisen- oder Stahlstäbe von 0,5 bis 20 Fuss Länge und 0,25 bis 2 Zoll Dicke in der Axe einer Drathspirale. Wurde durch dieselbe ein Strom geleitet, so entstand in den Stäben ein Ton, welcher ihrem Longitudinalton entspricht.

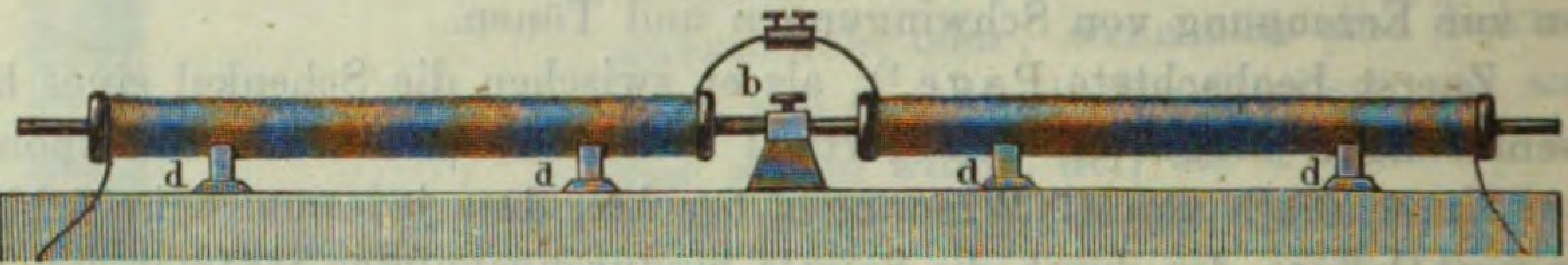
Auch Matteucci [5]) hat einen Eisendrath aufgespannt und über denselben eine auf eine Glasröhre von 8^{mm} Durchmesser gewundene Kupferdrathspirale geschoben. Der Drath war durch ein Gewicht von 4 Kilogrammen gespannt. Die Intensität des beim Schliessen wie beim Oeffnen in der Spirale erzeugten Tones wuchs mit der Intensität des Stromes, die Höhe des Tones blieb dabei ungeändert; ebenso als das den Drath spannende Gewicht

[1]) Page, Pogg. Ann. Bd. XLIII, S. 411. 1838.* — [2]) Delezenne, Bibl. univ. Nouv. Sér. T. XVI, p. 406. 1838.* — [3]) Pogg. Ann. Bd. LXIII, S. 530. 1838.* — [4]) Marrian, Phil. Mag. Vol. XXV, p. 382. 1844;* Pogg. Ann. Bd. LXIII, S. 530.* — [5]) Matteucci, Archives. T. V, p. 389. 1845.*

bis zu 16 Kilogrammen vermehrt wurde. Bei wiederholtem Oeffnen und Schliessen des Stromes durch ein Zahnrad nahm die Klarheit des Tones mit wachsender Schnelligkeit der Stromunterbrechungen zu, dann wieder ab. Wird der Stab mit zwei gleichen Spiralen umgeben, und durch beide der Strom in entgegengesetzter Richtung geleitet, so entsteht kein Ton. In einem Uförmigen Eisendrath entsteht gleichfalls ein Ton, wenn man beide Schenkel desselben mit Spiralen umgiebt, und den Strom hindurchleitet; dagegen nicht beim Annähern seiner Enden an die Pole eines starken Magnets. Unter den gleichen Bedingungen erhält man auch mit einem mit Eisenfeile gefüllten Glasrohr Töne.

410 Sehr gut kann man nach Wertheim [1]) diese Töne mit dem §. 401 beschriebenen Apparat erzeugen. Ein Eisenstab von etwa 2 Meter Länge, Fig. 202, wird in horizontaler Lage in der Mitte eingeklemmt.

Fig. 202.



Ueber beide Enden desselben schiebt man Glasröhren von etwa 90 Centimeter Länge, die mit Drathspiralen umwickelt sind, durch welche man einen galvanischen Strom in gleichem oder entgegengesetztem Sinne leiten kann. Aus diesen Glasröhren ragen dann die Enden der Stäbe hervor.

Schliesst und öffnet man den durch die Spiralen geleiteten Strom, so ertönt jedesmal im Eisenstab ein Ton, welcher dem Longitudinalton des Stabes entspricht, den man erhält, wenn man denselben an seinen Enden reibt. Verschieden lange Stäbe von gleicher Eisensorte von 2, 1,6, 1,333 und 1 Meter Länge gaben hierbei den Grundton, die Terz, Quinte und Octave. Der Ton ist deutlicher und schärfer beim Oeffnen als beim Schliessen des Stromes, da ersteres plötzlicher erfolgt.

Bei Durchleiten eines durch einen Interruptor oftmals unterbrochenen Stromes durch die Spirale erhält man einen continuirlichen Ton, der aber derselbe ist, wie der durch einmaliges Schliessen oder Oeffnen des Stromes erhaltene.

Befestigt man an dem Ende des Stabes ein dünnes Messinghäkchen und lässt unter demselben im Moment des Oeffnens oder Schliessens des magnetisirenden Stromes eine mit Kienruss überzogene Glasplatte entlang gleiten, so kann man vermittelst des Mikroskops die auf letzterer gezeichneten Curven beobachten, welche deutlich die Longitudinalschwingungen des Stabes anzeigen.

[1]) Wertheim, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXIII, p. 302. 1848;* Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 43.*

Der Querschnitt der Stäbe ist ohne Einfluss auf den durch die Magnetisirung erzeugten Ton.

Ist die den Stab umgebende Spirale aus zwei parallel zusammen aufgewickelten Dräthen gebildet, welche in entgegengesetzter Richtung vom Strome durchflossen werden, so ertönt bei der Unterbrechung desselben kein Ton, da dann überhaupt keine magnetische und elektromagnetische Wirkung auf den Stab ausgeübt wird. Dagegen hört man denselben Ton, wenn die beiden zu den beiden Seiten des Einklemmungspunktes liegenden Hälften desselben von Spiralen umgeben sind, durch die in gleicher oder in entgegengesetzter Richtung unterbrochene galvanische Ströme geleitet werden, oder wenn nur durch eine dieser Spiralen ein discontinuirlicher Strom geleitet wird.

Wird der Stab durch einen permanent um ihn herumgeleiteten Strom magnetisirt, während zugleich der den Ton erzeugende Strom unterbrochen wird, so ändert sich die Höhe des Tones nicht; ein Beweis, dass die Aenderung der Elasticität des Stabes bei der Magnetisirung zu gering ist, um auf die betrachtete Erscheinung einen wesentlichen Einfluss auszuüben.

Liegt der Stab nicht in der Axe der Spirale, so beobachtet man neben dem weniger rein hervortretenden Longitudinalton noch einen sehr schwachen Transversalton, hervorgebracht durch Querschwingungen des gegen die Wände der Spirale hingezogenen Stabes, welche sich schon mit blossem Auge wahrnehmen lassen (§. 402).

Stäbe von Stahl verhalten sich wie Eisenstäbe; Stäbe von nicht magnetischen Metallen und anderen Stoffen, z. B. Glas, geben dagegen durchaus keinen Ton. Eisen- und Stahldräthe, am besten angelassene Dräthe von $^1/_2$ bis 3^{mm} Dicke, welche auf einem Monochord zwischen einer Klemme und einem Wirbel so stark aufgespannt werden, dass sie beim schrägen Streichen mit dem Violinbogen deutlich den Longitudinalton geben, lassen bei der Magnetisirung durch eine sie umgebende, vom Strom durchflossene Spirale ebenfalls deutlich den Longitudinalton hören. Ist die Spannung der Dräthe schwächer, so ertönt neben demselben ein klirrendes Geräusch, namentlich bei dickeren Dräthen und häufigen Unterbrechungen des magnetisirenden Stromes, welches wohl durch die transversale Ausbiegung der einzelnen, nicht in gerader Linie liegenden Theile des Drathes bedingt ist. Sonst kann man an den Dräthen dieselben Erscheinungen beobachten, wie an den Stäben.

Eine Eisenblechplatte von 20 Centimeter Durchmesser, in der Mitte befestigt und dicht über der Oeffnung einer mit ihrer Axe senkrecht stehenden Spirale aufgestellt, gab bei dem Oeffnen und Schliessen des Stromes in letzterer glockenähnliche Töne, wie wenn man durch Herumführen eines Violinbogens um den Rand der Platte dieselbe in drehende Schwingungen versetzte. Eine dünne Weissblechplatte senkt sich dabei mit ihren Rändern gegen die Spirale, und hebt sich wieder beim Aufheben des Stromes, so dass die Töne auch hier auf einer elektro-magne-

tischen Bewegung der Platte beruhen, welche durch ihre ungleiche Elasticität und die ungleiche Entfernung der Ränder derselben von der Spirale unregelmässig werden und so zur Bildung von deutlichen Knotenlinien keine Veranlassung geben. Auch ändert sich die Lage der etwa durch Anstreichen auf der Platte gebildeten Knotenlinien von Sand bei dem Einfluss der Magnetisirung nicht.

411 Eine andere Art von Tönen entsteht nach Beatson[1]) und de la Rive[2]) in Eisen- und Stahlstäben und Dräthen, wenn man sie in der einen oder anderen Weise ausspannt, und einen discontinuirlichen Strom durch sie hindurchleitet.

Wird ein Eisenstab wie bei den §. 410 beschriebenen Versuchen horizontal in der Mitte befestigt, schraubt man an seine Enden Messinghäkchen, welche in Quecksilbernäpfe tauchen, und taucht in letztere die von den Polen der Säule kommenden Leitungsdräthe, so hört man beim jedesmaligen Oeffnen und Schliessen den Longitudinalton, der nicht mit dem hierbei erzeugten Geräusche des jedesmal entstehenden Funkens verwechselt werden darf.

Bei gleicher Stromintensität vermindert sich die Stärke des Tones mit der Dicke des Stabes; ebenso wenn der Strom nur einen Theil des Stabes durchläuft, von dessen Enden aus Messinghäkchen zu untergesetzten und mit den Polen der Säule verbundenen Quecksilbernäpfen führen. Bei einem 2 Meter langen Stabe hört man indess schon den Ton, wenn das vom Strom durchflossene Stück nur 1 Decimeter lang ist. Je näher das letztere Stück dem Einspannungspunkte des Stabes ist, desto schwächer wird der Ton.

Ist der Stab nicht eingeklemmt, sondern frei beweglich, z. B. indem er auf einem Schwimmer befestigt ist, so bemerkt man keine Verschiebung desselben beim Durchleiten des Stromes.

Stäbe von nicht magnetischen Metallen geben hierbei keine Töne. (De la Rive giebt das Gegentheil an; es sollen indess Kupfer-, Messing-, Platin- und Argentandräthe nur bei schwacher, Blei-, Zink- und Zinndräthe nur bei starker Spannung einigermaassen starke Töne geben.) — Dräthe von Eisen und Stahl geben bei starker Spannung zwischen zwei Klemmen, welche mit den Polen der Säule verbunden werden, die gleichen Erscheinungen. Ein harter Eisendrath giebt hierbei einen schwächeren, ein weicher einen stärkeren Ton, als der beim Herumleiten eines Stromes um die Stäbe erzeugte ist; ein Stahldrath giebt einen sehr schwachen Ton[3]).

Fliesst durch diese Dräthe während des abwechselnden Durchleitens eines Stromes zugleich ein permanenter Strom, so ist der entstehende Ton in Folge der Verminderung der Elasticität durch die Erwärmung des Drathes etwas tiefer.

[1]) Beatson, Electr. Mag. April 1846. Archiv. T. II, p. 113.* — [2]) De la Rive, Comp. rend. T. XX, p. 1287. 1845;* Pogg. Ann. Bd. LXV, S. 637.* — [3]) De la Rive, l. c.

Ist der Drath nicht stark angespannt, so ertönt in demselben nur ein trocknes Geklirr.

Man darf bei diesen Versuchen die Schliessung und Unterbrechung des Stromes nicht in der Weise vornehmen, dass man den Stab mit dem einen Leitungsdrath der Säule verbindet, und dann direct mit dem anderen berührt. Man hört dann ein mehrere Secunden lang dauerndes Geklirr, dessen Tonhöhe von der Dicke des Stabes unabhängig ist. Dieser Ton ist wahrscheinlich indirect durch die Bildung des beim Berühren des Stabes mit dem Leitungsdrath entstehenden Funkens bedingt. Er zeigt sich am deutlichsten, wenn der zuletzt an den Stab gebrachte Drath mit dem positiven Pol der Säule verbunden ist.

Wird endlich ein Stab oder Drath zugleich durch einen herumgeleiteten Strom magnetisirt und durch ihn ein Strom direct geleitet, so hört man auch Töne, welche sowohl durch die elektrodynamischen Wirkungen als auch durch die besondere Wirkung des den Stab durchfliessenden Stromes erzeugt sein können.

Ist der herumgeleitete wie der durchgeleitete Strom unterbrochen, so hört man starke Längstöne.

Ist der erstere nicht unterbrochen, so hört man einen starken Längston, zuweilen dabei einen etwas tieferen Ton.

Ist der erstere unterbrochen, der durchgeleitete Strom stetig, so hört man in Stäben und dickeren Dräthen denselben Ton, bei dünneren Dräthen einen etwas tieferen Ton. Bei häufigen Unterbrechungen hört man zwei Töne, indem der der Schliessung entsprechende Ton etwas höher ist, als der dem Oeffnen des Stromes entsprechende [1]).

Abgesehen von den elektrodynamischen und elektromagnetischen Anziehungen, welche bei all den bisher beschriebenen Versuchen eine Schwingungsbewegung der Dräthe und Stäbe einleiten können, könnten sehr wohl die Umlagerungen der Moleküle, welche wir sowohl beim Hindurchleiten als auch beim Herumleiten eines Stromes durch einen Eisenstab beobachten, Schwingungsbewegungen veranlassen.

Eine von diesen Arten der Tonerzeugung abweichende Hervorbringung 412
von Tönen hat de la Rive [2]) beobachtet. Er brachte an die Pole eines Stahl- oder Elektromagnetes Stäbe von 18 Zoll Länge und 9 bis 10 Linien im Quadrat Querschnitt von verschiedenen Metallen, Eisen, Zinn, Blei, Zink, Wismuth, und leitete durch sie den unterbrochenen Strom einer Säule von 5 bis 10 Grove'schen Elementen. Sie liessen eine Reihe von Schlägen hören, die mit den Unterbrechungen des Stromes zusammenfielen, oder zuweilen einige Secunden andauerten. Die Lage der Stäbe vor den Polen ist gleichgültig, mochten sie mit der Verbindungslinie derselben zusammenfallen, oder auf derselben senkrecht sein. — Man kann

1) Wertheim, l. c. — 2) De la Rive, Phil. Trans. 1847, Vol. I, p. 39;* Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 270.*

die Stäbe auch in die Axe einer vom Strom durchflossenen Spirale legen, und erhält dieselben Erscheinungen.

Auch Röhren von Metall und Spiralen aus Dräthen geben starke Töne bei gleichem Verfahren, ebenso Quecksilber, welches in einer 10 Zoll langen, 1 Zoll weiten Röhre zwischen Platindräthen dem Einfluss des Stromes ausgesetzt wurde, oder sich in einem offenen Troge befand. Im letzteren Falle bemerkt man eine zitternde Bewegung auf der Oberfläche des Quecksilbers. — Auch Salzwasser oder verdünnte Schwefelsäure, welche in einer Platinschale auf die Pole des Elektromagnetes gesetzt wird, giebt bei Verbindung der Schale und einer in die Flüssigkeit tauchenden Metallspitze mit den Polen der Säule und abwechselnder Unterbrechung des Stromes einen Ton.

Der Urspung dieser Töne kann nach de la Rive nicht in einer elektrodynamischen Anziehung beruhen, da ausgespannte oder nicht gespannte, zu Spiralen gewundene Dräthe den gleichen Ton geben, und selbst Bleidräthe und Quecksilbermassen ertönen.

De la Rive glaubt deshalb, dass diese Töne durch eine moleculare Veränderung der Structur der Körper bei der Magnetisirung bedingt seien, welche ihnen ähnliche Eigenschaften ertheilt, wie sie das Eisen schon ohne Magnetisirung besitzt. Sie könnten indess zum Theil auch durch das beim wechselnden Oeffnen und Schliessen erzeugte Geräusch in Folge des Auftretens der Funken hervorgerufen sein, welches sich durch die Leitung fortpflanzt, wie es auch Wertheim ohne Anwendung eines Magnetes (§. 411) an Eisenstäben beobachtet hat. Der Magnet könnte dabei auf die Funkenbildung in ähnlicher Weise einwirken, wie dies von Page (siehe das Capitel Induction) beobachtet ist, er könnte die Zeitdauer des Funkens verkürzen, wodurch das Geräusch bei der Entstehung desselben stärker hervortreten würde.

Der Ton, welchen de la Rive[1]) erhielt, als er durch eine Spirale von übersponnenem Kupferdrath einen discontinuirlichen Strom leitete, kann durch die Schwingungsbewegung bedingt sein, welche durch die Anziehung der einzelnen Windungen der Spirale gegen einander beim jedesmaligen Hindurchleiten des Stromes und die darauf folgende Rückkehr derselben in ihre Ruhelage verursacht wird.

[1]) De la Rive, Compt. rend. T. XX, p. 1287. 1845;* Pogg. Ann. Bd. LXV. S. 637.*

Fünftes Capitel.

Beziehungen des Magnetismus zur Wärme.

I. Einfluss der Temperaturänderungen auf den Magnetismus.

Wird ein temporär oder permanent magnetisirter Stab erwärmt oder abgekühlt, so ändert sich in jedem Falle sein magnetisches Moment. 413

Der temporäre Magnetismus des weichen Eisens nimmt bei Einwirkung gleicher magnetisirender Kräfte mit der Temperaturerhöhung bis zu einer bestimmten Grenze zu.

Es sind über diesen Punkt manche Versuche angestellt, bei denen man sich des Erdmagnetismus als magnetisirender Kraft bediente.

Für mässige Erwärmungen bis auf 100° hat Kupffer[1]) diese Erscheinungen untersucht. Eine Magnetnadel wurde an ungedrehten Seidenfäden über der Mitte eines 0,496 Meter langen, weichen Eisenstabes von 0,03 Meter im Quadrat Dicke aufgehängt. Der Stab lag in der Richtung des magnetischen Meridians. Der Stab wurde durch ein Wasserbad auf 100° erwärmt und dann wieder auf die Lufttemperatur abgekühlt. Die Dauer n_I von je 300 Schwingungen der Nadel ergab ein Maass für den jedesmaligen Magnetismus m des Stabes, nachdem vorher noch die Schwingungsdauer n der Nadel ohne Einfluss des Stabes bestimmt war. Es ist $m = const. (n_I^2 - n^2)$.

Bezeichnet man mit m_1 m_2 m_3 die Magnetismen des Stabes bei der Lufttemperatur, mit μ_1 μ_2 dieselben bei 100°, so ergab sich aus den Versuchen:

bei 16,25°	bei 100°
$m_I = m_I$	$\mu_I = 1{,}1291\, m_{II}$
$m_{II} = 1{,}01939\, m_I$	$\mu_{II} = 1{,}01939\, m_{III}$
$m_{III} = 1{,}037754\, m_{II}$	

1) Kupffer, Kastner's Arch. Bd. VI, S. 194. 203. 1825.*

Es ist hiernach der temporäre Magnetismus des weichen Eisens bei höheren Temperaturen grösser, als nach dem Erkalten.

Indess gilt dieser Satz nur von der ersten Erwärmung des Eisens. Nach einigen von mir angestellten Experimenten, bei denen Eisenstäbe, welche in eine Zinkblechröhre eingelegt waren, ganz wie es §. 274 beschrieben ist, in eine Magnetisirungsspirale eingeschoben wurden, die vor einem magnetisirten Stahlspiegel aufgestellt war, nahm stets bei der ersten Temperaturänderung das temporäre Moment der Stäbe zu, gleichviel, ob die Stäbe während des Magnetisirens die Lufttemperatur (16,5° C.) hatten, und dann durch einen durch das Blechrohr geleiteten Dampfstrom auf 100° erhitzt wurden, oder ob sie bei 100° magnetisirt und dann durch einen Strom kalten Wassers abgekühlt wurden. — Bei wiederholten Erwärmungen und Erkältungen zwischen 20 und 100° änderte sich dasselbe nur noch sehr wenig; es war dasselbe bei niederen Temperaturen ein wenig grösser als bei den höheren, indess etwa nur um $^1/_9$ Procent.

Hiermit hängen auch einige Beobachtungen von Faraday[1]) zusammen, bei denen er Eisen- oder Kobaltstäbchen in einem auf verschiedene Temperaturen erwärmten Bade von Olivenöl zwischen die Pole eines Magnetes hängte, und jedesmal die Torsion des sie tragenden Fadens bestimmte, welche erforderlich war, um sie um 180° herumzuwerfen. Diese gab ein Maass für die magnetischen Momente. — Bei dem Eisenstabe zeigte sich zwischen 0 und 140° eine ziemlich gleichmässige Abnahme der Magnetisirung. — Bei dem Kobaltstabe ergab sich nach dem Erhitzen eine Zunahme, beim Erkalten eine Abnahme des Magnetismus, so jedoch, dass der Stab dann noch eine permanente Zunahme an Magnetismus von etwa $^1/_{18}$ behielt. Wurde der Stab umgekehrt, so war die frühere schwächere Magnetisirung hergestellt.

414 Die Einwirkung bedeutenderer Temperaturerhöhungen auf einen durch den Erdmagnetismus temporär magnetisirten Stab ist schon vor längerer Zeit durch Scoresby[2]) beobachtet worden. Er fand, dass eine senkrecht gehaltene rothglühende Eisenstange die Declinationsnadel stärker ablenkt als eine kalte, und Eisenstäbe, welche am einen Ende erhitzt werden, durch den Erdmagnetismus an diesem Ende stärker temporär magnetisch werden, als am anderen.

Verschiedene Eisensorten verhalten sich hierbei verschieden. So bemerkte Scoresby, dass zwei in der Richtung der Inclinationsnadel aufgestellte Stäbe von Gusseisen und Schmiedeeisen von 25 Zoll Länge und $1^1/_4$ Zoll Kante oder drei Stäbe von weichem Eisen, weichem und hartem Stahl eine ihren Enden gegenübergestellte Declinationsnadel im Mittel folgendermaassen ablenkten:

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXX, §. 3421. — [2]) Scoresby, Edinbg. Transact. T. IX, p. 254; Pogg. Ann. Bd. X, S. 49;* Gehler's Wörterb. Bd. VI, [2] S. 840.*

	kalt	weissglühend	dunkelroth
Gusseisen	$21^\circ 30'$	0	62°
Schmiedeeisen . .	$40^\circ 0$	0	55°
Weiches Eisen . .	$15^\circ 10'$	0	$41^\circ 11'$
Weicher Stahl . .	$11^\circ 8'$	0	48°
Harter Stahl . . .	$8^\circ 0'$	0	$47^\circ 30'$.

Beim harten Stahl vermehrt also die Erwärmung am meisten das temporäre Moment.

Bei noch höheren Temperaturen verschwindet dagegen die Fähigkeit der Körper, temporär magnetisch zu werden; wie dies auch schon von älteren Physikern beobachtet worden ist [1]). — So soll auch nach E. Becquerel [2]) der temporäre Magnetismus des weichen Eisens bis zur dunkelen Rothgluth nur um etwa $^4/_{100}$, der des Gusseisens und Stahls dagegen stark zunehmen, so dass sie alle nahe der Kirschrothgluth gleiche Magnetisirbarkeit besitzen. Der Magnetismus dieser Stoffe soll dann bei der Kirschrothgluth verschwinden, der des Nickels etwa bei 400°, nach Faraday [3]) bei 630 bis 640° F. (340° C.), nach Pouillet [4]) ebenfalls bei 350° C.; der des Kobalts in der Weissgluth, so dass also der temporäre Magnetismus des Kobalts noch bei Temperaturen zunehmen würde, bei denen der des Eisens und Nickels schon verschwunden ist. Aehnlich wie die kohlenhaltigen Eisensorten unter einander sollen sich auch die kohlenhaltigen Nickel- und Kobaltsorten verhalten. — Der Magnetismus des Magneteisensteins wächst bis zur Rothgluth; bei welcher er indess verschwindet, wie schon die älteren Physiker wussten.

Indess selbst bei sehr hohen Temperaturen scheint das Eisen noch Spuren von Magnetisirbarkeit zu bewahren. So wurde nach Matteucci [5]) Gusseisen, welches in einer kleinen, an dem Ende eines Stäbchens von Kalk gegrabenen Höhlung durch die Hydrooxygengasflamme geschmolzen war, noch von den Polen eines starken Magnetes angezogen. Der Magnetismus soll indess nur $^1/_{15{,}000000}$ (?) von dem des Eisens bei gewöhnlicher Temperatur sein.

Hat man einen Eisen- oder Stahlstab zum Weissglühen erhitzt und kühlt ihn dann ab, so erhält er die Fähigkeit wieder, temporär magnetisirt zu werden, z. B. durch den Erdmagnetismus. Gewöhnlich ist dann die temporäre Magnetisirung nach dem Glühen stärker als vor demselben [6]), da das Eisen durch das Glühen weicher geworden ist.

[1]) Vergl. Gilbert, De magnete; Brugmans, Philos. Versuche über die magn. Materie. Deutsch v. Eschenbach. Leipzig 1784, S. 13. Anm.;* Cavallo, Abhandl. vom Magnet, S. 191. — [2]) E. Becquerel, Compt. rend. T. XX, p. 1708. 1845.* — [3]) Faraday, Phil. Mag. Vol. VIII, p. 177. 1836; Exp. Res. Vol. II, p. 218;* Vol. III, p. 444.* — [4]) Pouillet, Traité T. II, p. 89. — [5]) Matteucci, Compt. rend. T. XXXVI, p. 740. 1853.* — [6]) Seebeck, Pogg. Ann. Bd. X, S. 47. 1827.*

Zur näheren Untersuchung dieses Verhaltens stellte Seebeck (l. c.) dem einen Ende eines in ostwestlicher Richtung liegenden, $26\frac{1}{4}$ Zoll langen, 1 Quadratzoll dicken Eisenstabes eine Magnetnadel gegenüber und näherte dem anderen Ende einen Magnet, der den Eisenstab temporär magnetisirte.

Die Ablenkung der Nadel betrug:

1) Ohne Eisen	17°
2) Eisen, kalt	64°
3) Eisen, weissglühend	17°
4) Eisen, dunkelroth, Zunahme bis	77°
5) Eisen, abgekühlt	75°

Durch das Aufhören des temporären Magnetismus bei der Weissglühhitze treten zuweilen eigenthümliche Erscheinungen auf.

Wird z. B. ein weissglühender Eisenstab in der Mitte mit einer Zange von Kupfer gefasst und senkrecht neben eine Magnetnadel gehalten, so kühlt er sich in der Mitte zuerst ab und wird durch den Erdmagnetismus magnetisch. Dicht unter der Zange ist der Stab nordmagnetisch, dicht darüber südmagnetisch, unterhalb und oberhalb noch unmagnetisch. Erst bei weiterem Abkühlen breitet sich dann der Nordmagnetismus allmälig nach unten, der Südmagnetismus nach oben aus.

Wird eine weissglühende Eisenstange dagegen von den Enden aus durch zwei Zangen abgekühlt, so erscheint der Magnetismus zuerst an diesen Enden, welche sich wie zwei getrennte Magnete verhalten. Die Stange zeigt so vier Pole, bis sie auch in der Mitte kälter geworden ist. Auf diese Weise kann es kommen, dass eine einer Stelle der oberen Hälfte der Stange gegenüber gestellte Magnetnadel erst anzeigt, dass an der betreffenden Stelle die Stange nordmagnetisch, und später, wenn sich die Stange weiter abkühlt, südmagnetisch ist. — Diese scheinbare Umkehrung der Polarität in weissglühenden Stangen ist zuerst von Barlow und Bonnycastle[1]) beobachtet, aber erst von Seebeck richtig gedeutet worden.

415 Der im harten Eisen und Stahl so wie auch in den natürlichen Magneten nach dem Aufhören der magnetisirenden Kraft zurückbleibende permanente Magnetismus wird gleichfalls durch die Temperaturänderungen verändert.

Zunächst vernichtet eine starke Temperaturerhöhung den permanenten Magnetismus sowohl des Magneteisensteines[2]) als des Stahls dauernd, wie schon von älteren Beobachtern gefunden worden ist[3]).

[1]) Barlow u. Bonnycastle, Phil. Trans. 1822, p. 118;* Gilb. Ann. Bd. LXXIII, S. 229;* vergl. auch Ritchie, Quarterly Journal of Science Nr. 5 u. 6, p. 288; Pogg. Ann. Bd. XIV, S. 150. 1828.* — [2]) Boyle, Mém. de l'acad. 1706, p. 131;* Savery, Phil. Trans. 1730, p. 314;* Gilbert, De magnete. — [3]) P. Erman, Pogg. Ann. Bd. XXIII, S. 493. 1831;* Faraday, Phil. Mag. Vol. VIII, p. 177. 1836;* Exp. Res. Vol. II, p. 218;* Pogg. Ann. Bd. XXXVII, S. 423.*

Der permanente Magnetismus des Stahls soll nach Faraday schon bei der Temperatur des siedenden Mandelöls, und zwar ziemlich plötzlich verschwinden. Verschieden harte Stahlsorten brauchen hierzu indess eine etwas verschiedene Temperatur. Magneteisensteine verlieren gerade erst unter der Glühhitze ihren permanenten Magnetismus. — Es verschwindet also der permanente Magnetismus der magnetischen Körper bei niederer Temperatur als ihre Fähigkeit, temporären Magnetismus anzunehmen.

Auch bei geringeren Temperaturänderungen tritt mit der Temperaturerhöhung im Allgemeinen eine Abnahme des permanenten Magnetismus ein.

Schon Canton[1]) beobachtete diese Abnahme, als er einer Boussole einen Magnetstab von Nordost her so weit näherte, dass die Nadel der Boussole um 45° aus dem magnetischen Meridian abgelenkt wurde. — Wurde der Magnet durch ein auf ihn gestelltes und mit heissem Wasser gefülltes Messinggefäss erwärmt, so fiel die Ablenkung auf $44\frac{1}{4}°$. Auch als ein gleicher Magnet der Nadel von Nordwest genähert wurde, so dass bei der vereinten Wirkung der beiden Magnete die Nadel in ihrer Gleichgewichtslage blieb, schlug sie, als der eine Magnetstab erwärmt wurde, stets durch die überwiegende Wirkung des anderen aus.

Auch Hallström[2]) fand, als er dem Nordpol einer frei aufgehängten Magnetnadel von Osten her den Nordpol oder von Westen her den Südpol eines Magnetes näherte, und nun den letzteren erhitzte, dass sich die durch den Magnet verursachte Ablenkung der Nadel verringerte und beim Abkühlen sich wieder vermehrte, und bei einer Abkühlung unter die Temperatur der Magnetisirung grösser wurde, als vor dem Erwärmen. Es wird also sowohl die anziehende wie die abstossende Kraft des Magnetismus durch die Erwärmung verringert.

Es sind jedoch bei der Einwirkung der Temperaturänderungen auf den permanenten Magnetismus der Magnete zwei verschiedene Einflüsse, ein dauernder und ein vorübergehender, zu unterscheiden. 416

Bei den Versuchen über diesen Gegenstand muss man sorgfältig darauf achten, ob der der Untersuchung unterworfene Magnetstab nur in einer bestimmten Richtung magnetisirt worden ist, oder ob er schon einmal einen bestimmten permanenten Magnetismus erhalten hat, und dann vielleicht entgegengesetzt magnetisirt worden ist. — Das Verhalten beim Erwärmen ist hiernach wesentlich verschieden.

Bei manchen älteren Versuchen kann man nicht beurtheilen, wie weit diese Eigenthümlichkeit berücksichtigt worden ist, und hat deshalb keinen genauen Maassstab über den Werth der erhaltenen Resultate.

Wir betrachten zunächst das Verhalten eines unmagnetischen Stahlstabes, welcher nur in einer bestimmten Richtung magnetisirt worden ist. 417

[1]) Canton, Phil. Trans. 1759, p. 398.* — [2]) Hallström, Gilb. Ann. Bd. XIX, S. 290. 1805.*

Erwärmt man einen solchen, bei einer bestimmten Temperatur permanent magnetisirten Stab, so vermindert sich sein Magnetismus. Wird der Stab dann auf die frühere Temperatur abgekühlt, so gewinnt der Magnetstab wieder einen Theil des verlorenen Magnetismus. Jedoch kehrt er nicht vollständig in seinen früheren magnetischen Zustand zurück. Er hat also einen dauernden Verlust an Magnetismus erlitten. — Wird der Stab noch einmal erwärmt, so verliert er von Neuem Magnetismus und erhält beim Abkühlen wiederum einen Theil des Verlustes. Indess ist auch hier noch ein dauernder Verlust an Magnetismus bei der Rückkehr auf die Temperatur, bei welcher er magnetisirt wurde, bemerklich. Bei wiederholtem Erwärmen und Abkühlen verkleinern sich die dauernden Verluste immer mehr, so dass zuletzt der Stab zu einem constanten Zustand gelangt, bei welchem er durch Erwärmen nur noch einen vorübergehenden Verlust an Magnetismus erleidet, beim Abkühlen aber völlig den verlorenen Magnetismus wieder erhält.

Einige Versuche über diesen Gegenstand sind von Kupffer[1]) in genau derselben Weise wie die in §. 413 beschriebenen Versuche angestellt worden, nur dass an Stelle des Eisenstabes ein Stahlstab angewendet wurde, dessen Pole denen der darüber schwingenden Magnetnadel entweder gleich oder entgegengerichtet waren. Es subtrahirte oder addirte sich so die Wirkung des Magnetismus des Stahlstabes zu der des Erdmagnetismus. Der ursprüngliche Magnetismus m_I des Stabes, so wie seine Magnetismen μ_I, m_{II}, μ_{II}, m_{III} bei wiederholtem Erwärmen auf 100° und Abkühlen auf die Zimmertemperatur berechneten sich ganz wie in §. 413. — Es ergab sich unter Anderm:

I. Harter Stahlstab 0,17^m lang, 0,018^m breit, 0,003^m dick		II. Harter Stahlstab 0,5^m lang, 0,015^m breit, 0,004^m dick	
bei 16,25° C.	bei 100° C.	bei 16,25° C.	bei 100° C.
$m_I = m_I$	$\mu_I = 0,85467 m_{II}$	$m_I = m_I$	$\mu_I = 0,90745 m_{II}$
$m_{II} = 0,93673 m_I$	$\mu_{II} = 0,79512 m_{III}$	$m_{II} = 0,71438 m_I$	$\mu_{II} = 0,88973 m_{III}$
$m_{III} = 0,94239 m_{II}$	$\mu_{III} = 0,91148 m_{IV}$	$m_{III} = 0,9669\ m_{II}$	
$m_{IV} = 0,89584 m_{III}$			

Bei Beobachtung der Magnetismen des auf 100° C. erhitzten Stabes bei allmäliger Abkühlung fand Kupffer, dass die hierbei stattfindende Zunahme des Magnetismus sehr nahe der Temperaturdifferenz proportional ist.

[1]) Kupffer, Kastner's Archiv Bd. VI, S. 185. 1825.*

Die Nähe der Nadeln an dem auf sie wirkenden Magnetstab konnte bei diesen Versuchen leicht Ungenauigkeiten der Resultate zur Folge haben.

Die Beobachtung der Dauer der Schwingungen einer durch den Doppelstrich magnetisirten Magnetnadel von Gussstahl unter dem Einfluss des Erdmagnetismus unmittelbar nach der Magnetisirung und nachdem sie so oft in Wasser von 100° C. eingetaucht und wieder auf die Zimmertemperatur 16,25° C. abgekühlt war, bis sie keinen weiteren Verlust an Magnetismus erlitt, ergab das Verhältniss ihrer Magnetismen m_I und m vor und nach diesem Verfahren:

$$m = 0{,}7570\, m_I.$$

Wurde eine Magnetnadel nach einander in Wasser von immer höheren Temperaturen getaucht und jedesmal auf die ursprüngliche Temperatur abgekühlt, so wuchs hierbei die Abnahme des Magnetismus [1]).

Bei einer genaueren Untersuchung der Abnahme des permanenten Magnetismus mit der Temperaturerhöhung und Abkühlung sind verschiedene Bedingungen zu berücksichtigen: 418

A. der Einfluss der Art der Erwärmung und Erkältung der Magnetstäbe;

B. der Einfluss ihrer Gestalt und Dimensionen;

C. der Einfluss ihrer Härte;

D. der Einfluss der Art und Grösse ihrer ursprünglichen Magnetisirung.

Die ersten Punkte sind in einer sorgfältigen Untersuchung von Riess und Moser [2]) betrachtet worden. Es wurde jedesmal die Zeit von je 30 Schwingungen bei verschiedenen Magnetnadeln bestimmt, welche sie unter Einfluss des Erdmagnetismus vollbrachten, sowohl unmittelbar nach ihrer Magnetisirung, als auch nachdem sie auf 100° C. erwärmt und wiederum auf die Temperatur der umgebenden Luft erkaltet waren. Aus der Schwingungsdauer liess sich der Magnetismus der Nadeln bestimmen. Die Versuche ergaben folgende Resultate:

A. Einfluss der Art der Erwärmung und des Erkaltens. — Eine weiche Stahlnadel zeigte bei schnellem Eintauchen in kochendes Wasser oder bei langsamem Erhitzen mit dem Wasser, bei kurzem oder langem Verweilen im siedenden Wasser, mochte sie mit Firniss überzogen sein, der sie vor einer Oxydirung schützte, oder nicht, nach schnellem oder langsamem Abkühlen ganz gleiche Verluste an Magnetismus. Wenn Holmgren [3]) dagegen gefunden hat, dass die Magnete bei längerem Verweilen im Dampfbade mehr von ihrem Magnetismus verlieren als bei kürzerem, so kann das in der Wirkung der kleinen Erschütterungen liegen, denen sie dabei stets ausgesetzt sind.

1) Ganz ähnlich auch Coulomb, Biot. traité de phys. T. III, p. 106. 1816.* — 2) Riess u. Moser, Pogg. Ann. Bd. XVII, S. 403. 1829.* — 3) Holmgren, Fortschr. 1856, S. 536.*

Einen ähnlichen Grund kann die Beobachtung von Lamont [1]) bedingen, dass ein Magnet, welcher durch wiederholtes Eintauchen in heisses und kaltes Wasser auf einen permanenten Zustand gekommen ist, nach einigen Tagen bei Wiederholung dieses Verfahrens nochmals an Magnetismus verliert [2]).

Wird eine Nadel erst auf 100° C. erwärmt und abgekühlt, und dann noch einmal auf 50° C. erwärmt und abgekühlt, so zeigt sie im Allgemeinen auch hierbei noch einen Verlust an Magnetismus, obgleich in speciellen Fällen wohl der erste Verlust so bedeutend sein kann, dass der zweite gegen denselben verschwindet.

Den Einfluss von Temperaturen über 100° C. auf frisch magnetisirte Stahlstäbe hat Dufour (l. c.) untersucht, indem er sechs solche Stäbe von verschiedener Härte von 20 Centimeter Länge und 212 Grm. Gewicht in einem Oelbade erhitzte und die Schwingungsdauer einer über denselben aufgehängten Magnetnadel bestimmte. Ein Holzdeckel sowie eine Lage Baumwolle schützten die Nadel vor den Luftströmungen. So ergab sich das Verhältniss der magnetischen Momente der Stäbe im Mittel von je drei Beobachtungen:

Temperatur.	Stab bei heller Rothgluth gehärtet.	Bei dunkler Glühhitze gehärtet.
10	1000	1000
95—100	809	723
130	519	424
170	331	221
200	185	171
230—35	123	49
250	94	44

Zwischen 100 und 200° C. nehmen also die Magnetismen der Stäbe schneller ab, als zwischen 0° und 100° C., über dieser Temperatur aber immer langsamer, so dass man nur schwer den Stäben ihren ganzen Magnetismus entziehen kann. Die härteren Stäbe verlieren dabei weniger Magnetismus, als die weicheren, wie auch schon Coulomb (l. c.) gefunden.

Beim Abkühlen erhalten die härteren Stäbe weniger von ihrem Verlust an Magnetismus wieder, als die weicheren.

Jedenfalls hat bei diesen Versuchen auch die dauernde Aenderung der Härte des Stahles bei dem Erwärmen und Abkühlen einen Einfluss.

B. In Bezug auf den Einfluss der Gestalt und der Dimensionen der Nadeln haben Riess und Moser gefunden:

[1]) Lamont, Pogg. Ann. Bd. LXXXII, S. 440. 1851.* — [2]) Vgl. Dufour, Bullet. de la Soc. Vaudoise. T. V, p. 351;* Archives. T. XXXIV, p. 295. 1858.*

1. Einfluss der Dicke. Bei 2 Zoll langen Nadeln von weichem Stahl von verschiedenem Durchmesser *d*, ergab sich bei Beobachtung des Verhältnisses des Magnetismus *m* unmittelbar nach dem Magnetisiren und des Magnetismus *m* $(1 - \alpha)$ nach oftmaligem Erwärmen auf 100° C. und Abkühlen auf 10° C.:

$d =$	0,'''66	0,73	0,86	1,1	1,16	1,77
$\alpha =$	0,112715	0,12758	0,14951	0,18673	0,19638	0,2443
$\frac{\alpha}{d} =$	0,1708	0,1747	0,1738	0,1697	0,1693	0,1381

Hiernach ist innerhalb gewisser Grenzen der Verlust an Magnetismus dem Durchmesser der Nadeln direct proportional.

2. Hohle und massive Nadeln. Eine durchbohrte hohle Nadel von weichem Stahl erleidet bei gleichem Verfahren einen etwa doppelt so grossen Verlust, als eine massive von gleicher Oberfläche. Bei der ersteren ergab sich in einem besonderen Falle $\alpha = 0{,}29843$, bei der massiven $\alpha = 0{,}15286$.

3. Einfluss der Länge. Der Factor α ist bei längeren Nadeln kleiner als bei kürzeren. (Bei zwei Nadeln von 4 und 2 Zoll Länge war $\alpha = 0{,}0828$ und $= 0{,}113$.) Werden die Nadeln auf weniger als 2″ Länge gebracht, so verändert sich α weniger.

C. Einfluss der Härte der Nadeln. Harte Nadeln verlieren bei oft wiederholtem Erwärmen und Erkälten viel mehr Magnetismus als weiche. So war bei einer weichen Nadel von 1''',22 Durchmesser $\alpha = 0{,}15286$, bei derselben Nadel nach ihrer Härtung $\alpha = 0{,}51523$. Werden die harten Nadeln vor oder nach dem Magnetisiren polirt, so ist der Factor α des Verlustes kleiner, da dann die Nadeln durch die beim Poliren entwickelte Wärme weicher geworden sind, oder schon einen Theil ihres permanenten Magnetismus, sei es durch die Erwärmung oder durch die Erschütterungen, denen sie beim Poliren ausgesetzt werden, verloren haben.

Beim Anlassen ändert sich gleichfalls der Coëfficient α. Er betrug bei verschiedenen Nadeln von gleichen Dimensionen (2 Zoll Länge, 0''',85 Durchmesser) nach häufigen Temperaturänderungen:

bei einer weichen Nadel $\alpha = 0{,}136006$;
„ „ „ blau angelassenen $\alpha = 0{,}134246$;
„ „ gehärteten und kirschroth angelassenen $\alpha = 0{,}13692$;
„ „ „ „ blau angelassenen . . $\alpha = 0{,}13286$;
„ „ gehärteten $\alpha = 0{,}23654$.

Es ist hieraus zu schliessen, dass hauptsächlich die Beschaffenheit der Oberfläche der Nadeln ihr Verhalten bei wiederholten Temperaturwechseln

bedingt, da die Versuche für alle Nadeln, ausser der gehärteten, nahezu gleiche Werthe für α ergeben.

Wird eine harte Nadel oft erwärmt und abgekühlt, bis sie auf den constanten Zustand gelangt ist, und dann wieder magnetisirt, so ist bei gleicher Behandlung der Verlust an Magnetismus kleiner als vorher, und nimmt bei Wiederholung des Verfahrens immer mehr ab. So war z. B. bei einer harten Nadel

bei der ersten	Magnetisirung	$\alpha = 0{,}44103$
„ „ zweiten	„	$\alpha = 0{,}06057$
„ „ dritten	„	$\alpha = 0{,}04395.$

Bei der Untersuchung der Magnetismen der Nadeln bei den abwechselnd hohen und niederen Temperaturen, denen sie ausgesetzt wurden, ergab sich ein fernerer Unterschied der harten und weichen Nadeln. Es wurden hierbei die Nadeln in einem gläsernen, in einem Wasserbade befindlichen Gefässe erwärmt. Ein durch den Glasdeckel des letzteren hindurch gestecktes Thermometer, dessen Kugel in gleicher Höhe mit den Nadeln sich befand, gestattete, ihre jedesmalige Temperatur zu bestimmen.

Eine weiche Stahlnadel zeigte hierbei bei der erhöhten Temperatur jedesmal eine Abnahme, beim Abkühlen wiederum eine geringe Zunahme des permanenten Magnetismus. Bei einer harten Stahlnadel nahm aber die Schwingungsdauer bei jedem Temperaturwechsel zu, so dass ihr Magnetismus sowohl beim Erwärmen wie beim Erkalten sich verminderte, bis sie einen constanten Zustand angenommen hatte.

Die temporären Veränderungen an Magnetismus, welche die durch wiederholte Erwärmungen und Abkühlungen auf einen permanenten Zustand gebrachten Nadeln erleiden, sind sehr verschieden nach der Natur der gebrauchten Nadeln. Für weiche und harte Nadeln von 34 Linien Länge fanden Riess und Moser[1]) die magnetische Intensität bei der Temperatur t', wenn d den Durchmesser der Nadeln bezeichnet, J die anfängliche Intensität bei der Temperatur t im Mittel:

$$J_l = J\,(1 - 0{,}000324\,(t' - t)\,d).$$

Für Nadeln von 2 Zoll Länge ergab sich ebenso

$$J_l = J\,(1 - 0{,}0004321\,(t' - t)\,d).$$

Dieselbe Formel gilt auch für hohle Nadeln, bei denen statt der Durchmesser d die Summe der Durchmesser der inneren und äusseren Oberfläche zu setzen ist.

Aeltere Versuche haben für den Coefficienten von $t' - t$ meist höhere Werthe ergeben; so fand Hansteen denselben gleich 0,000788, Christie gleich 0,0010152, Sabine noch grösser. Der Grund dieser Unterschiede kann darin liegen, dass der Stahl der Nadeln verschieden

[1]) Riess u. Moser, Pogg. Ann. Bd. XVII, S. 425. 1829.*

war und dieselben vielleicht noch nicht auf ihren constanten Zustand gekommen waren. Eine genauere Bestimmung dieser Coefficienten hat vorläufig nur Interesse bei erdmagnetischen Untersuchungen, da die Beschaffenheit des Stahles der gebrauchten Nadeln nie bestimmt zu ermitteln ist.

D. Einfluss der Art und Grösse der ursprünglichen Mag- 419
netisirung.

1. Einfluss mechanischer Erschütterungen vor dem Temperaturwechsel. Wird einem permanent magnetisirten Stahlstab durch Tordiren oder Schlagen ebenso viel von seinem Magnetismus genommen, wie er durch wiederholte Temperaturänderungen innerhalb gewisser Grenzen verlieren würde, so vermögen, nach den Versuchen des Verfassers, letztere den magnetischen Zustand des Stabes nicht mehr dauernd zu ändern [1]).

2. Einfluss der Grösse der ursprünglichen Magnetisirung. Der Verfasser hat hierüber einige Versuche angestellt (l. c). Weiche Stahlstäbe von 22 Centimeter Länge und 13,5 Millimeter Dicke wurden durch Einschieben in eine vom galvanischen Strom durchflossene Kupferdrathspirale magnetisirt und in ein Wasserbad gelegt, so dass ihre Axe senkrecht auf dem magnetischen Meridian stand. Ihnen gegenüber war ein an einem Coconfaden hängender kleiner magnetisirter Stahlspiegel aufgestellt, welcher in einer dicken Kupferhülse schwebte, und dessen Ablenkungen durch die Spiegelablesung bestimmt wurden. Die Stäbe wurden abwechselnd auf 100° C. erwärmt und auf die frühere Temperatur erkältet. Diese Erwärmung und Erkältung geschah meist zweimal. Der Stab wurde sodann bei 16,6° C. stärker magnetisirt, wiederum zweimal erwärmt und erkältet u. s. f. Die folgende Tabelle enthält einige so beobachtete Zahlen. In derselben sind unter m_I, $m_{I \cdot 100}$, m_{II}, $m_{II \cdot 100}$, m_{III} die aufeinanderfolgenden Werthe des Magnetismus der Stahlstäbe bei dem oben beschriebenen Verfahren verzeichnet:

m_I	$m_{I \cdot 100}$	m_{II}	$m_{II \cdot 100}$	m_{III}	$\frac{m_I - m_{II}}{m_I}$
16,6	11,5	12,5	11	12	0,247
33	23,7	25,9	21	25,1	0,212
52	35,5	39,7	33,5	38,5	0,246
71,5	49	55,5	46	53,8	0,223
93	—	72	60,2	69,6	0,225

Es können diese Werthe wegen der allmäligen Aenderung der Härte der Stahlstäbe auf keine allzugrosse Genauigkeit Anspruch machen, indess ergeben sie dennoch mit hinlänglicher Genauigkeit, dass die beim abwechselnden Erwärmen und Abkühlen der Magnetstäbe stattfindenden Verluste

1) G. Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 563. 1858;* Pogg. Ann. Bd. C, S. 235. 1851.*

an Magnetismus innerhalb gewisser Grenzen dem ursprünglichen Magnetismus der Stäbe proportional sind.

420 3. Einfluss der Temperatur, bei welcher der Stab magnetisirt ist. Wird ein frisch magnetisirter Stahlstab unter die Temperatur, bei der er magnetisirt worden ist, abgekühlt, so vermindert sich gleichfalls sein Magnetismus dauernd.

Dies Verhalten ist von Dufour[1]) nachgewiesen worden, indem er eine Magnetnadel erst unter dem Einfluss der Erde allein, dann unter dem eines unter sie gelegten Stahlstabes schwingen liess, der in einem Wasserbade erwärmt und in diesem durch Auflegen auf die Pole eines Elektromagnetes magnetisirt worden war und sich nun allmälig abkühlte. So fand sich z. B. der Magnetismus eines bei 55° C. magnetisirten Stahlstabes:

Temperatur	55°	30°	13°	5°
Magnetismus	6,39	6,12	6,06	5,85.

Nach meinen Versuchen, welche ganz wie die §. 419 beschriebenen angestellt waren, nur dass die bei höherer Temperatur zu magnetisirenden Stäbe in der Axe einer von Dampf durchströmten Blechröhre befestigt und mit dieser in die Magnetisirungsspirale eingeschoben wurden, und nach dem Herausnehmen aus derselben abwechselnd durch Durchleiten eines Stromes von kaltem Wasser oder von Dampf durch die Röhre auf 100° und 0° C. gebracht wurden, ergab sich, dass dieses eigenthümliche Verhalten nur bei der ersten Abkühlung eintritt.

Es fanden sich für verschiedene weiche Stahlstäbe die aufeinanderfolgend bei 100° und 0° C. beobachteten Magnetismen:

	m_{100}	m_0	m_{100}	m_0	m_{100}	m_0
I.	85	70,5	59,4	64,2	—	—
II.	88,6	84,6	67,8	81,3	65,6	79,6
III.	192	154	128,5	142	—	—

Ein bei höherer Temperatur magnetisirter Stab verliert also beim Erkalten einen Theil seines Magnetismus. Durch erneutes Erwärmen verliert er noch einen ferneren Theil seines Magnetismus. Wird er jetzt erkältet, so nimmt er wieder einen Theil seines verlorenen Magnetismus an. Wiederholte Erwärmungen vermindern, darauf folgende Erkältungen vermehren dann den Magnetismus des Stabes.

Es verhält sich also der bei höherer Temperatur magnetisirte Stab, abgesehen von seinem Verhalten bei der ersten Erkältung, ganz wie ein bei gewöhnlicher Temperatur magnetisirter Stab, der beim Erhitzen Magnetismus verliert und denselben beim Erkalten zum Theil wieder erhält.

[1]) Dufour, Archives T. XXXI, p. 104. 1856;* Pogg. Annal. Bd. XCIX, p. 476* und l. c.

Bei höheren Temperaturen magnetisirte Magnete sollen nach wiederholten Temperaturänderungen geringere Variationen ihres Magnetismus zeigen, als bei niederen Temperaturen magnetisirte. So fand Dufour die Intensitätsänderung für 1° C. bei einem bei 10—15° magnetisirten Stab zwischen 20—70° etwa gleich 0,002, bei einem bei 50—55° magnetisirten Stab zwischen 20—50° etwa gleich 0,00006 seines Magnetismus [1]).

4. Verhalten von theilweise entmagnetisirten Stäben. 421
Ganz anders, wie wir es eben betrachtet, sind die dauernden Veränderungen des permanenten Magnetismus von Stahlstäben, welche nicht direct den ihnen innewohnenden Magnetismus erhalten haben, sondern welche erst durch eine vom Strom durchflossene Spirale bis zu einem bestimmten Grade magnetisirt waren, denen sodann aber durch Einschieben in die von einem entgegengesetzt gerichteten Strom durchflossene Spirale ein Theil des Magnetismus entzogen war. Der Einfluss der Erwärmung und Abkühlung auf Stahlstäbe von 237^{mm} Länge und $13{,}2^{mm}$ Durchmesser, welche auf diese Art magnetisirt waren, ergiebt sich aus einigen Versuchen des Verfassers [2]), welche ganz wie die in §. 419 mitgetheilten Versuche angestellt waren. Die folgende Tabelle giebt einige der hierbei erhaltenen Resultate. In derselben bedeutet M den ursprünglichen, m den nach Einwirkung des entmagnetisirenden Stromes zurückgebliebenen permanenten Magnetismus des Stabes. Die bei dem Werth m als Indices beigesetzten Zahlen 0 und 100 geben die Temperaturen an, denen der Stab nach einander ausgesetzt wurde.

I. Weicher Stahlstab,

magnetisirt und entmagnetisirt bei 0°.

	M	m	m_{100}	m_0	m_{100}	m_0
1.	70,5	70,5	42,2	54,5		
2.	72	40,1	27	40,5		
3.	70	25	18	39,5		
4.	72	2	2	9		
5.	75	0	0	9,5	0	9,5

II. Weicher Stahlstab,

magnetisirt und entmagnetisirt bei 100° C.

	$M_{(100)}$	$m_{(100)}$	m_0	$m_{100\,I}$	$m_{0\,I}$	$m_{100\,II}$
1.	56	56	53,5	40	51	38
2.	56	47,5	51	38	49	
3.	56	19,5	31	20,5		
4.	56	0	14,5	5,5		

1) Dufour, Archives T. XXXIV, p. 5. 1857.* — 2) Wiedemann l. c.

III. Harter Stahlstab,
magnetisirt und entmagnetisirt bei 8° C.

	M	m	m_{100}	m_{0l}	m_{100l}	m_{0l}
1.	23,1	23,1	14	14,2	16,6	13
2.	47,2	23	18,5	20,5	17	19
3.	70,8	21,8	18,7	23,9	18,5	22,6
4.	90,5	24	20	27	19,2	26,5

Aus diesen Versuchen folgt:

I. Wird einem durch einen galvanischen Strom bei 0° magnetisirten Stahlstab ein Theil seines Magnetismus durch einen entgegengesetzten Strom entzogen, so verliert er beim Erwärmen Magnetismus. Beim Abkühlen nimmt sein Magnetismus wieder zu. Ist der ursprüngliche Magnetismus des Stabes beim Einwirken des entmagnetisirenden Stromes nur wenig vermindert worden, so erlangt der Stab beim Abkühlen nicht ganz den Magnetismus wieder, welchen er vor dem Erwärmen besass; war die Verminderung grösser, so kommt er beim Abkühlen ganz auf seinen Magnetismus vor dem Erwärmen; war dieselbe noch grösser, so ist nach dem Erkalten der Magnetismus des Stabes grösser, als vor dem Erwärmen. So kann ein scheinbar unmagnetischer Stab bei einmaligem Erwärmen und Erkälten wieder magnetisch werden.

II. Ein bei 100° C. magnetisirter und bei derselben Temperatur auf schwächeren Magnetismus reducirter Stab verliert je nach der Grösse des bei der Reduction verlorenen Magnetismus beim Erkalten entweder von seinem Magnetismus, oder bleibt unverändert, oder erhält auch mehr Magnetismus.

Alle diese Eigenthümlichkeiten treten indess nur bei der ersten Erkältung eines bei 100° C. oder bei der ersten Erwärmung und Erkältung eines bei 0° magnetisirten Stabes auf; bei weiterem abwechselndem Erwärmen und Erkälten verhalten sich die Stäbe wie gewöhnlich magnetisirte.

422 Auch die Vertheilung des Magnetismus ändert sich beim Erwärmen. Dies hat Kupffer [1]) beobachtet, indem er eine Nadel von 12mm Länge neben einem senkrecht stehenden 503mm langen Magnetstab schwingen liess. Die Dauer von je 100 Schwingungen der Nadel wurde bestimmt, und daraus die Intensität des Magnetismus des jedesmal neben der Nadel

[1]) Kupffer, Pogg. Ann. Bd. XII, S. 133; Kastner's Archiv Bd. XIII, S. 145 1828.*

liegenden Punktes des Magnetstabes abgeleitet. Dieselben Versuche wurden wiederholt, als der Magnet auf 100° C. erwärmt worden und wieder auf die frühere Temperatur abgekühlt war. Es ergab sich u. A.:

Abstand vom Südpol des Stabes	Magnetismus m vor dem Erwärmen	Magnetismus m_I nach dem Erwärmen	$\frac{m}{m_I}$
156,5	0,5569	0,4376	1,273
136,5	0,7374	0,5765	1,275
116,5	0,9455	0,7280	1,299
96,5	1,1862	0,8897	1,330
76,5	1,4301	1,0559	1,355
56,5	1,6518	1,1929	1,376

Das magnetische Moment der einzelnen Theile des Stabes würde hiernach gegen das Ende desselben bei der Erwärmung stärker abnehmen, als in der Nähe des Indifferenzpunktes. Dasselbe Resultat ergaben auch andere Versuche mit horizontal gestellten Magnetstäben.

Versuchen wir, die Einwirkung der Wärme zunächst auf den tempo- 423
rären Magnetismus der Eisen- und Stahlstäbe theoretisch zu verfolgen, so müssen wir dieselbe in zwei wesentlich verschiedene Theile theilen.

Einmal werden die Moleküle bei höheren Temperaturen leichter beweglich, die Molekularkräfte, welche sie in ihren gegenseitigen Lagen festhalten, nehmen ab, die Theilchen folgen mehr dem Zug der magnetisirenden Kräfte, und das temporäre magnetische Moment nimmt zu. Sind die Stäbe vor dem Magnetisiren schon öfter erwärmt und abgekühlt worden, so nehmen die Molekularkräfte beim Abkühlen der Stäbe wieder bis zu ihrer früheren Grösse zu; das Moment der Stäbe vermindert sich bis zu dem Werth, welchen es vor dem Erwärmen besass. — Sind die Stäbe noch nicht wiederholten Temperaturänderungen ausgesetzt, so bleiben sie auch nach dem Erhalten weicher als vorher, und das Moment vermindert sich nicht ganz bis auf den früheren Werth. — Zu dieser Zunahme des Momentes des ganzen Stabes durch die Verminderung der Molekularkräfte zwischen den Molekülen tritt eine Abnahme des magnetischen Momentes jedes Moleküls selbst, so dass z. B. bei der Weissgluth die Stäbe gar nicht magnetisirt werden können. — Beide Wirkungen gehen nebeneinander her. Sie würden von einander gesondert beobachtet werden können, wenn man z. B. ein, bestimmten magnetisirenden Kräften unterworfenes Rotations-Ellipsoid oder einen sehr dünnen und langen Stab von Eisen verschieden starken magnetisirenden Kräften, z. B. in einer Magnetisirungsspirale, aussetzen würde. Das magnetische Moment eines solchen Ellipsoids, welches wir der Einfachheit halber sehr lang annehmen wollen, wird durch die Formel

$$P = k v X$$

gegeben, wo X die äussere magnetisirende Kraft, v das Volum des Ellipsoids ist und k nach der Theorie der drehbaren Molekularmagnete durch den Werth

$$k = mn\left(\frac{3X^2 - D^2}{3X^3}\right)$$

ersetzt werden muss. In diesem ist n eine für jeden Stoff constante Grösse, k das magnetische Moment jedes Moleküls, D das das Molekül in die Gleichgewichtslage zurückführende, bei jeder Temperatur sich ändernde Drehungsmoment der Molekularkräfte.

Bestimmt man das Moment P bei verschiedenen magnetisirenden Kräften X und bei verschiedenen Temperaturen, so kann man die Werthe m und D getrennt berechnen.

Auf die permanent magnetisirten Körper scheinen die Temperaturveränderungen eine doppelte Wirkung auszuüben. Einmal werden dadurch die Theilchen der Körper in Bewegung versetzt, wie bei den mechanischen Erschütterungen, und folgen dann mehr dem Zuge der gerade wirksamen Kräfte. Deshalb bewirkt zuerst jede Temperaturveränderung eine dauernde Abnahme der permanenten Magnetismen. Ist schon durch mechanische Erschütterungen die dauernde Abnahme erfolgt, so fällt diese Wirkung der Temperaturveränderungen fort. Deshalb verliert ein bei 100° C. magnetisirter Stab, wenn er erschüttert worden, beim Abkühlen nicht mehr an Magnetismus. Deshalb verliert auch ein magnetisirter Stab, der durch öfteres Hin- und Hertordiren einen dauernden Verlust an Magnetismus erlitten hat, durch wiederholte Temperaturveränderungen nicht mehr von seinem Magnetismus. Ist ein Stab erst magnetisirt und dann theilweise oder ganz durch eine entgegengesetzt wirkende magnetisirende Kraft entmagnetisirt worden, so ziehen, wenn die Entmagnetisirung bedeutender war, die durch die Drehung bei der ersten Magnetisirung geänderten Molekularkräfte die Moleküle mehr nach der Lage hin, welche sie bei jener Magnetisirung einnahmen. Daher kann sich dabei durch den Temperaturwechsel das Moment des Stabes vermehren. — Zu dieser dauernden Wirkung der Temperaturveränderungen tritt eine vorübergehende. Jede Erwärmung lockert vorübergehend die Theile der Körper und vermindert die Spannung, in welche dieselben durch die Wirkung der äusseren Kräfte versetzt worden sind. Deshalb kehren sie hierbei ein wenig in ihre erste Gleichgewichtslage zurück, in der sie vor jener Einwirkung durch die zwischen ihnen wirksamen Kräfte erhalten wurden. Die Erwärmung vermindert daher vorübergehend den Magnetismus. Bei der Erkältung kehren die Moleküle in ihre frühere Stellung zurück; der Verlust an Magnetismus ersetzt sich wieder.

Ganz analoge Erscheinungen kann man erhalten, wenn man die Temperatur von Körpern ändert, die durch mechanische Kräfte eine Gestaltsveränderung (Torsion) erlitten haben, und nun die Zu- oder Abnahme der letzteren bei der Erwärmung und Erkältung derselben beobachtet.

II. Erzeugung von Wärme beim Magnetisiren.

424

Die Magnetisirung des weichen Eisens und Stahls, sowie jede Aenderung des einmal in demselben erzeugten Magnetismus ist mit einer Wärmeerzeugung verbunden. Diese Erscheinung ist zuerst sehr vollständig von Joule[1]) beobachtet und gemessen worden.

Eine horizontale Glasröhre war an einer verticalen Axe befestigt, die durch einen mit einer Kurbel verbundenen Schnurlauf in schnelle Rotation versetzt werden konnte. In die Glasröhre wurde ein Eisenstab von 8″ Länge und $^3/_4$″ Dicke eingelegt, sodann dieselbe mit Wasser gefüllt und in dieses ein Thermometer eingesenkt. Die Röhre war beiderseits durch Korke geschlossen. Ein starker Elektromagnet (vgl. §. 246, Anfang) wurde so aufgestellt, dass der in der Glasröhre liegende Eisenstab als Anker des Magnetes diente. Wurde nun die Kurbel gedreht, so änderte sich schnell hintereinander die Polarität des zwischen den Polen des Elektromagnetes rotirenden Eisenstabes, und das in dem umgebenden Wasser befindliche Thermometer zeigte eine Temperaturerhöhung an. — Wurde der Elektromagnet durch Ströme von verschiedener Intensität erregt, so konnte man innerhalb der Grenzen der Beobachtung annehmen, dass der im Elektromagnet und auch in dem rotirenden Eisenstab erzeugte Magnetismus der jedesmaligen Stromintensität proportional war.

Es ergab sich so, dass die in dem Eisenstab beim Rotiren unter sonst gleichen Verhältnissen erzeugte Wärme dem Quadrat des in ihm erzeugten Magnetismus proportional ist[1]).

Waren z. B. die Intensitäten i der magnetisirenden Ströme die in folgender Tabelle verzeichneten, so betrugen die an dem Thermometer beobachteten Temperaturerhöhungen t:

i	t	*const.* i^2
9,85	1,31	1,229
6,77	0,56	0,5807
4,17	0,16	0,2203

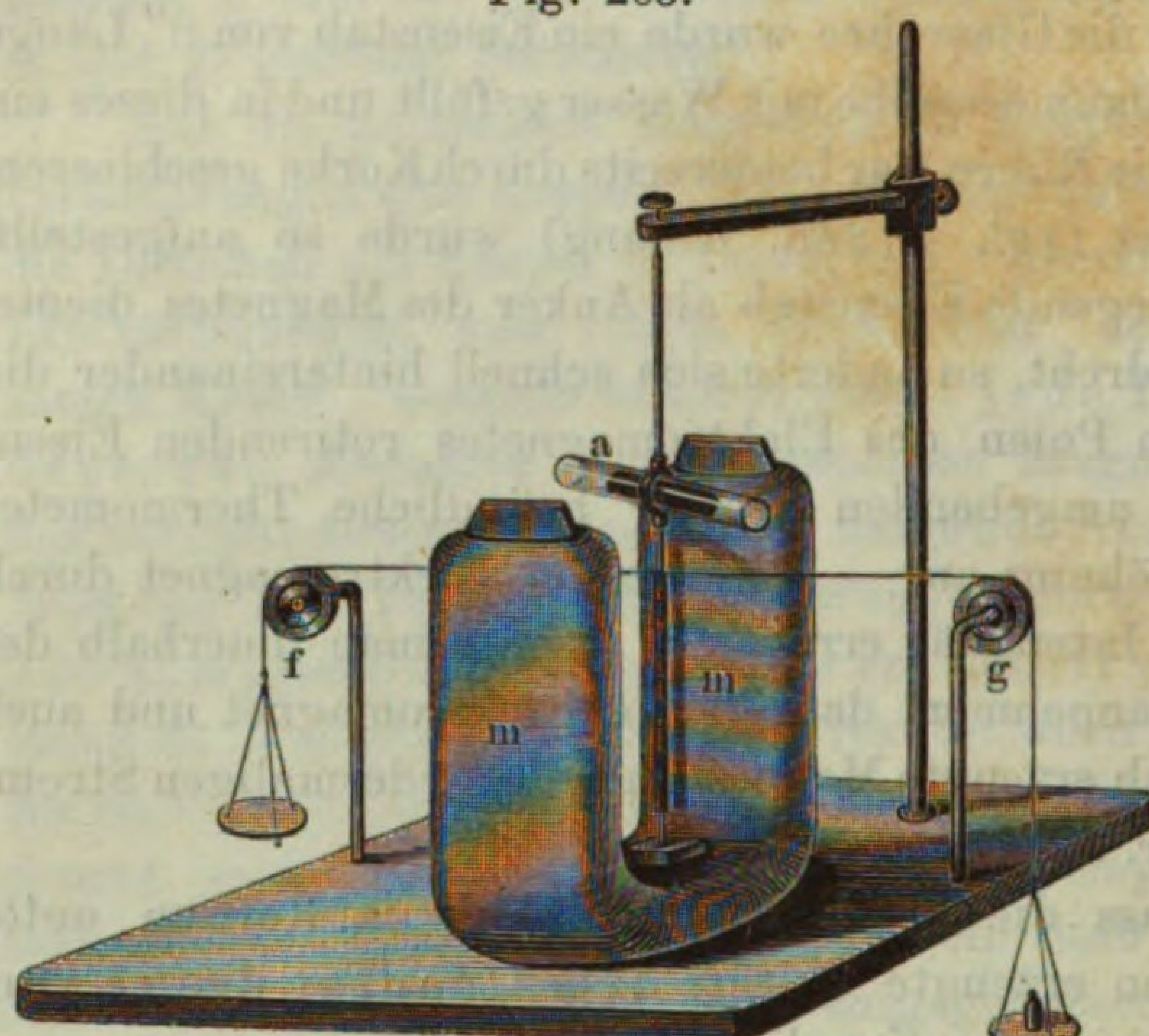
War der Eisenstab in der Röhre mit einer Spirale von Kupferdrath umwickelt, deren Enden an zwei auf die Drehungsaxe aufgesetzte Metallplatten angelöthet waren, gegen die zwei mit einem Galvanometer verbundene Metallfedern schleiften, so wurde bei der Rotation ausser der in dem Eisenstab erzeugten Wärme noch in der umgebenden Spirale eine bestimmte Wärmemenge hervorgerufen, indem in derselben bei dem Vorbeigehen bei den Polen des Elektromagnetes und bei der abwechselnden

[1]) Joule, Phil. Mag. Bd. XXIII, p. 263. 347. 435. 1843.*

Umkehr der Polarität des Eisenstabes galvanische Ströme inducirt wurden. Es entsprach auch hier die Temperaturerhöhung und mithin die erzeugte Wärmemenge dem Quadrat der Intensität der den Magnet erregenden Ströme. Wurde endlich noch durch die Spirale, welche den Eisenstab im Glasrohr umgab, ein besonderer galvanischer Strom geleitet, so war wiederum die in dem ganzen rotirenden Elektromagnet entwickelte Wärme dem Quadrat der inducirten Kraft proportional.

425 Bei ferneren Versuchen wurde unmittelbar die Arbeit gemessen, welche erforderlich war, um den Eisenstab in der Glasröhre unter verschiedenen Umständen in Bewegung zu erhalten, und diese Arbeit mit der durch dieselbe in dem Eisenstab erzeugten Wärmemenge verglichen.

Fig. 203.



Die die Glasröhre *a* (Fig. 203) tragende verticale Axe war mit zwei Schnüren umwickelt, welche über zwei Rollen *f* und *g* geleitet waren und an ihren Enden Wagschalen trugen, die mit gleichen Gewichten belastet wurden.

Es wurden zuerst die Gewichte bestimmt, welche erforderlich waren, um die Glasröhre *a* mit ihrem Inhalt, dem Eisenstab u. s. w. in Rotation zu erhalten, während der Elektromagnet *m*, zwischen dessen Polen die Glasröhre rotiren konnte, noch nicht in Thätigkeit gesetzt war, also nur Reibungshindernisse und der Luftwiderstand zu überwinden waren. (Die schwache Einwirkung des Erdmagnetismus auf den Eisenstab in dem Rohre *a* konnte vernachlässigt werden.)

Wurde nun der Elektromagnet magnetisirt, so waren bedeutend grössere Gewichte erforderlich, um die Glasröhre *a* mit ihrem Inhalt in Rotation zu erhalten. Der Ueberschuss der jetzt angewandten Gewichte über die vorher benutzten entsprach der Kraft, welche auf die Ueberwindung der durch die Magnetisirung erzeugten Bewegungshindernisse verwendet werden musste, also zum jedesmaligen Entfernen des Eisenstabes aus der (axialen) Lage, bei welcher seine Längsaxe die Pole des Elektromagnets verband. Es wurde nun der Weg gemessen, welchen die Gewichte herabrollten, während zugleich das Thermometer im Glasrohr *a* eine bestimmte Temperaturerhöhung angab. Das Product jenes Weges mit den Gewichten entsprach dann der zur Bewegung der Glasröhre

verbrauchten Arbeit. Kannte man ferner die specifische Wärme und das Gewicht der verschiedenen im Glasrohr *a* enthaltenen Körper, so konnte man hierdurch die Wärmemenge bestimmen, welche erzeugt wurde, während jene Arbeit verbraucht war. Enthielt die Glasröhre nur einen Eisenstab, so entsprach bei zwei Versuchsreihen die im Glasrohr erzeugte Wärmemenge der Arbeit in dem Verhältniss, dass sich hierbei ein Pfund Wasser um einen Grad Fahrenheit erwärmt hätte, während zugleich eine Arbeit von resp. 742 oder 860 engl. Fusspfund verbraucht worden wäre.

War der Eisenstab noch mit einer mit dem Galvanometer verbundenen Spirale umgeben, so entsprach die Wärme der Arbeit so, dass zur Erwärmung von 1 Pfund Wasser um 1° F. etwa 896, 1001 und 1040 Fusspfund verbraucht waren.

Wurde endlich durch die Spirale noch ein Strom geleitet, und die durch den Strom für sich ohne die Rotation erzeugte Wärme von der bei der Rotation erzeugten subtrahirt, so war hierbei zur Erzeugung einer gleichen Wärmemenge wie oben eine Arbeit von 910 Fusspfund verwendet worden.

Als Mittel aus dreizehn in dieser Art ausgeführten Versuchen erhielt man die Arbeit, welche zur Erwärmung von 1 Pfund Wasser um 1° F. verbraucht war, gleich 838 Fusspfund; oder die zur Erwärmung von 1 Kilogramm Wasser um 1° C. verbrauchte Arbeit gleich 460 Kilogrammmeter. — In Rücksicht auf die Wärmeverluste, welche bei diesen Versuchsmethoden durch Ausstrahlung, Abgabe an die Luft u. s. w. nothwendigerweise eintreten mussten, weicht die gefundene Zahl 460 nicht allzu sehr von dem auf anderen sichereren Wegen gefundenen Arbeitsäquivalent der Wärme 425,5 ab.

Die Wärmeerzeugung beim Magnetisiren, welche durch diese Versuche auf genaues Maass zurückgeführt worden ist, ist durch spätere Versuche von van Breda und Grove gleichfalls bestätigt worden. 426

Breda[1]) legte in eine mit einer Spirale umwundene Holzrolle ein an beiden Seiten geschlossenes Rohr von weichem Eisen. In das eine Ende des Rohres war luftdicht ein Thermometerrohr eingesetzt, in welches ein Tropfen einer gefärbten Flüssigkeit eingebracht war. — Wurde ein continuirlicher Strom durch die Spirale geleitet, so zeigte sich keine Aenderung des Standes des Tropfens. Wurde aber der Strom durch einen Interruptor 30 Mal in der Secunde geöffnet und geschlossen, so entfernte sich der Tropfen im Glasrohr von dem Eisenrohr und gab so eine Erwärmung desselben an. Ein an das Eisenrohr angelegtes Thermoelement von Wismuth und Antimon, welches mit einem Galvanometer verbunden war, liess gleichfalls im ersten Fall keine, im zweiten Fall eine deutliche Erwärmung des Eisenrohres erkennen.

[1]) van Breda, Compt. rend. T. XXI, p. 961;* Pogg. Ann. Bd. LXVIII, p. 552.*

In ganz ähnlicher Weise umgab Grove[1]) die Pole eines hufeisenförmigen Elektromagnetes mit kaltem Wasser, um dadurch die Erwärmung derselben in Folge der in den umgebenden Spiralen durch die galvanischen Ströme erzeugten Wärme zu verhindern. An den zwischen die Pole gelegten und mit Flanell bekleideten Anker des Elektromagnetes wurde eine Thermosäule angelegt. — Ein mit letzterer verbundenes Galvanometer zeigte, wie bei den Versuchen von van Breda, nur bei wiederholter Unterbrechung oder Umkehrung des magnetisirenden Stromes einen Ausschlag. Bei Nickel- und Kobaltankern erhielt Grove gleichfalls Anzeigen von Wärmeentwickelung. Dieselbe nahm ab mit der Abnahme der Magnetisirbarkeit der Metalle.

Diese Wärmeerzeugung in den magnetisirten Metallen erklärt sich sehr einfach, wenn man die durch die früheren Betrachtungen hinlänglich begründete Annahme beibehält, dass die Magnetisirung mit einer Drehung der einzelnen Moleküle des Eisens um ihren Schwerpunkt in der einen oder anderen Richtung verbunden ist, und dieselben nach Aufhebung der Magnetisirung mehr oder weniger in ihre Gleichgewichtslage vor dem Magnetisiren zurückkehren. Die Reibung der Moleküle aneinander bei diesen Drehungen, welche ihren Bewegungszustand bald in einen statischen Gleichgewichtszustand überführt, kann dann direct eine Erzeugung von Wärme zur Folge haben, und letztere giebt indirect ein Maass für die Reibungswiderstände, welche die Moleküle bei ihrer Drehung erleiden.

[1]) Grove, Phil. Mag. Bd. XXXV, S. 153. 1849;* Pogg. Ann. Bd. LXXVIII, S. 567.*

III.

MAGNETISCHES VERHALTEN ALLER KÖRPER.

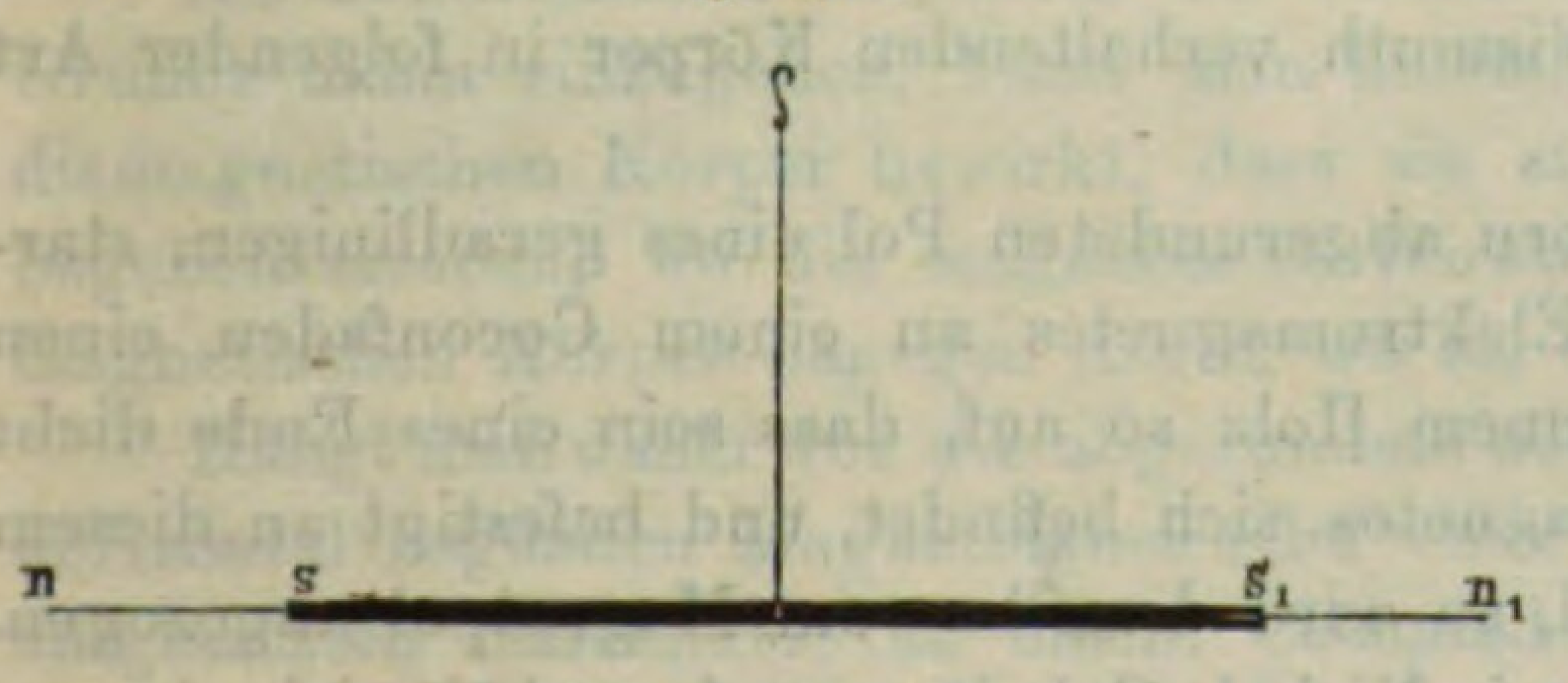
Erstes Capitel.

Diamagnetismus.

I. Allgemeine Gesetze.

Ausser Eisen und Stahl, Nickel, Cobalt, Magneteisenstein und 427
Magnetkies kann noch eine Reihe anderer Körper temporären Magnetismus erhalten, wenn schon der permanente Magnetismus in ihnen zu gering ist, als dass man ihn deutlich beobachten könnte. Schon in früheren Zeiten hat man den Nachweis hierüber geführt, indem man

Fig. 204.



die Körper dem einen Pol einer an einem Coconfaden aufgehängten gewöhnlichen Magnetnadel und noch besser einer astatischen Nadel näherte und beobachtete, ob man Anziehungserscheinungen wahrnahm. Namentlich Saigey [1]) benutzte das Sideroskop von Lebaillif [2]) (Fig. 204) zu diesen Untersuchungen. Dasselbe bestand aus zwei möglichst gleichen Magnetnadeln ns und $n_1 s_1$, welche in entgegengesetzter Richtung in die beiden Enden eines horizontal an einem Coconfaden aufgehängten Strohhalmes gesteckt waren. Ein ähnliches astatisches System

[1]) Saigey, Bullet. univ. des Sciences T. IX, p. 89, 167, 239, 1828. —
[2]) Lebaillif, Bullet. univ. des Sciences, T. VIII, p. 87; Pogg. Ann. Bd. X, S. 507. 1827.*

war schon früher von Arnim[1]) angegeben worden. — Auch beobachtete man wohl, wie Brugmans, die Anziehung der in einem Schiffchen auf Wasser oder auf Quecksilber schwimmenden Stoffe durch einen genäherten starken Magnetpol. In fast allen Fällen waren die untersuchten Körper schwach eisenhaltig, so dass man eine Anziehung gegen die Magnetpole wahrnahm: so bei den meisten Pflanzenstoffen, so auch bei Messing[2]), namentlich wenn es gehämmert war. Auf einem solchen Eisengehalt beruht auch der Magnetismus, den manche Gesteinsmassen zeigen, in deren Nähe sich die Stellung der Compassnadel ändern kann (z. B. die Schnarcher im Harz, das Riffelhorn bei Zermatt u. s. f.). Auf diese Weise lassen sich bei vielen Eisenverbindungen magnetische Eigenschaften nachweisen, so bei vielen eisenhaltigen Mineralien[3]), Spatheisenstein, Zinkeisenerz, Lievrit, Dyslusit; ebenso bei den meisten Salzen und Oxyden des Eisens, Nickels, Cobalts u. s. f.

Schon Brugmans[4]) hat dagegen nach seiner Methode gefunden, dass metallisches Wismuth von den Polen des Magnetes abgestossen werde, also sich entgegengesetzt wie das Eisen und die magnetischen Körper verhalte, und Becquerel[5]) beobachtete diese Abstossung zwischen dem Wismuth und Antimon und einem Magnetpol auch an dem Sideroskop von Lebaillif. Dieses Verhalten ist auch später beobachtet, aber meist mit dem alsbald zu nennenden Transversalmagnetismus verwechselt worden. Erst neuerdings, i. J. 1845, hat Faraday[6]) dieses entgegengesetzte magnetische Verhalten der Körper von Neuem aufgefunden und gründlich studirt.

428 Auf eine einfache Weise kann man das Verhalten der magnetischen Körper und der sich wie Wismuth verhaltenden Körper in folgender Art vergleichen.

Hängt man vor dem vorn abgerundeten Pol eines geradlinigen, starken, horizontal liegenden Elektromagnetes an einem Coconfaden einen horizontalen Hebel von dünnem Holz so auf, dass sein eines Ende dicht vor dem Pol des Elektromagnetes sich befindet, und befestigt an diesem Ende eine kleine Eisenkugel, so wird dieselbe vom Magnetpol angezogen. Eine Reihe anderer Körper, wie Nickel, Cobalt u. s. f. verhält sich ebenso.

Befestigt man in ganz gleicher Weise vor dem Magnete eine Kugel

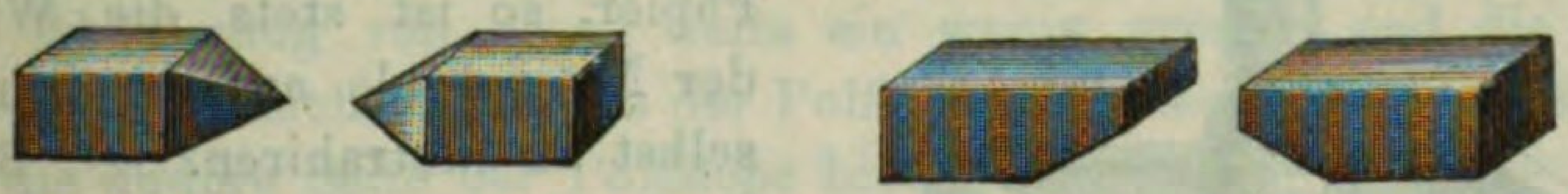
[1]) Arnim, Gilb. Ann Bd. V, S. 382. 1800*; vgl. auch Vassalli, Bullet. des Sciences, T. V, p. 36; Gilb. Ann. Bd. III, S. 116. 1800*. — [2]) Cavallo, Phil. Trans. 1786 p. 64*, 1787 p. 6*; Munke, Pogg. Ann. Bd. VI, S. 361, 1826*. Vgl. auch Coulomb, Journ. de Phys. T. LIV, p. 240. 367. 454;* Gilb. Ann. Bd. XI, S. 254;* Bd. XII, S. 394* und Biot, Traité T. III, pag. 117;* Gilb. Ann. Bd. LXIV, p. 395.* — [3]) Eine weitere Ausführung dieses Gegenstandes gehört in die Mineralogie. Vgl. in der neueren Literatur namentlich die Arbeiten von Greiss, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 478. 1856.* — [4]) Brugmans, Magnetismus seu de affinitatibus magneticis observationes Lugd. Batav. 1778. §. XL. p. 130*. — [5]) Becquerel, Bullet. univ. des Sciences T. VII, p. 371; Pogg. Ann. Bd. X, S. 292. 1827.* Auch Lebaillif selbst. Bullet. des Sciences T. VIII, p. 87; Pogg. Ann. Bd. X, S. 507. 1827.* — [6]) Faraday, Exp. Res. Ser. XX (Dec. 1845) u. flgde.*

von Wismuth, so entfernt sie sich von demselben, sie wird von ihm abgestossen.

Bei stärkeren Magneten genügt es, die Kugeln direct an einem längeren Coconfaden aufzuhängen; auch hiebei zeigt sich dann der Gegensatz zwischen dem Verhalten des Eisens und des Wismuthes. Um diesen Unterschied im Verhalten der Körper zu bezeichnen, sagen wir, die angezogene Eisenkugel sei ein **magnetischer**, oder, wie Faraday [1]) sich ausdrückt, ein **paramagnetischer**, die abgestossene Wismuthkugel ein **diamagnetischer** Körper.

Die Untersuchungen über das diamagnetische Verhalten der Körper 429
lassen sich am besten mit Hülfe des §. 244 beschriebenen und Fig. 153 abgebildeten grossen Elektromagnetes anstellen, auf dessen Schenkel man verschiedene Halbanker (Fig. 205) auflegt. Man bringt dann die

Fig. 205.



zu untersuchenden Körper entweder vor den einen dieser Halbanker, indem man sie an einem Coconfaden auf diese oder jene Art aufhängt, oder zwischen die einander gegenüberstehenden Endflächen derselben. Auch der Ruhmkorff'sche Magnet, Fig. 156, eignet sich sehr gut zu diesen Versuchen. Wenn man einer horizontalen Polfläche bedarf, wird indess ein Hufeisenmagnet von der Fig. 153 abgebildeten Form mit aufzulegenden Halbankern vorzuziehen sein.

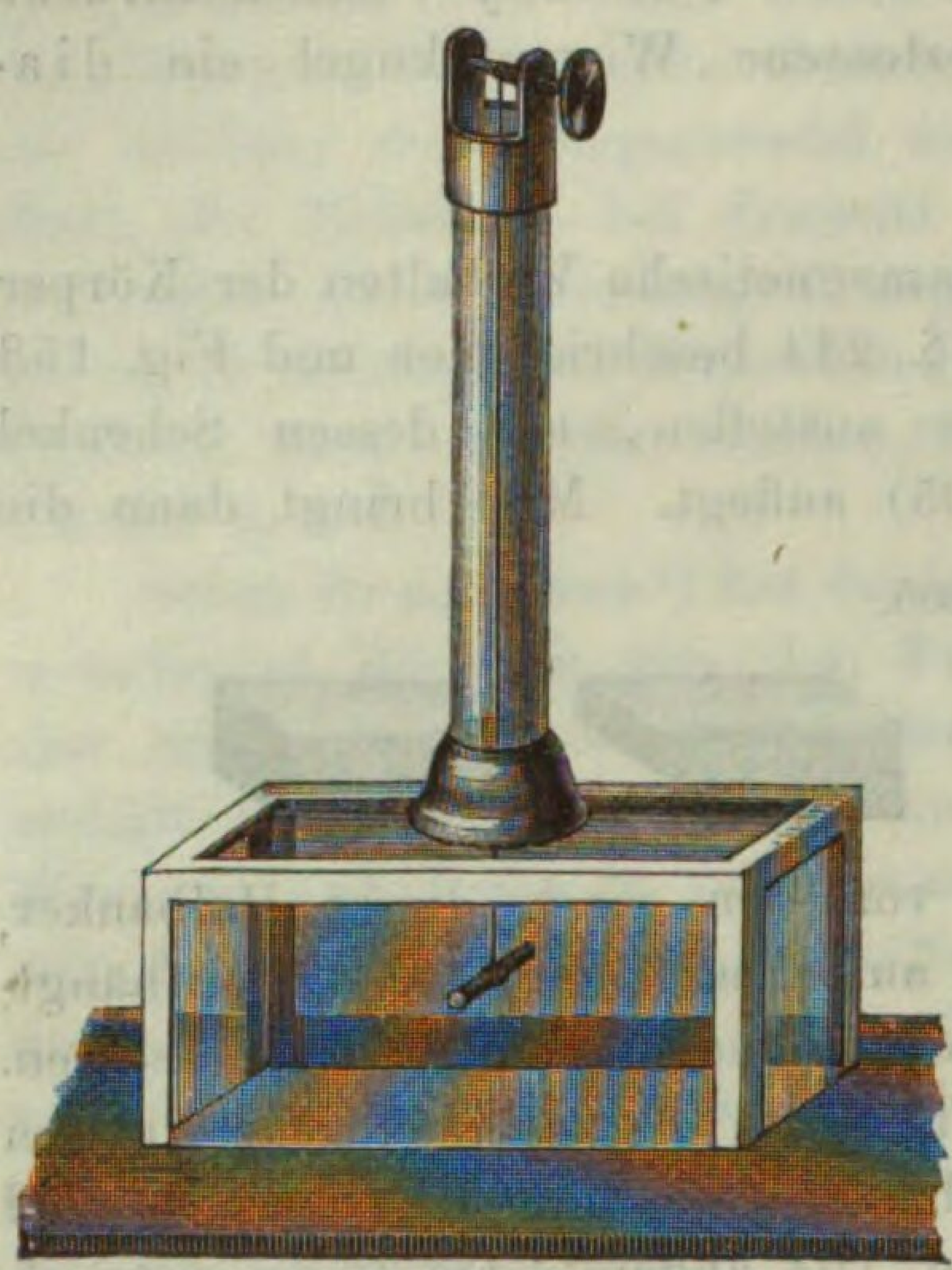
Als unmittelbarer Ausdruck der Thatsachen, ohne zunächst auf deren Gründe näher einzugehen, kann man hinstellen, dass die Abstossung der diamagnetischen Körper bewirkt, dass sie stets nach den Stellen sich zu begeben streben, wo die magnetische Wirkung auf sie ein Minimum, die magnetischen Körper dagegen dahin, wo sie ein Maximum ist.

Hängt man daher vor die abgerundete oder zugespitzte Polfläche eines horizontal liegenden Magnetstabes oder eines auf die erwähnten Magnete aufgesetzten Halbankers an einem Coconfaden ein längliches, aus einem magnetischen Körper geformtes Stäbchen so auf, dass es in einer horizontalen Ebene schwingen kann, so dreht es sich so, dass sein dem Pol zunächst liegendes Ende demselben möglichst nahe kommt, seine Axe also die Verlängerung der Axe des Magnetes bildet; das Stäbchen stellt sich **axial**. Die diamagnetischen Körper stellen sich mit ihrer Längsaxe dagegen in einer gegen die Magnetaxe verticalen Ebene ein, sie stellen sich **äquatorial**. Dieselben Stellungen nehmen die magnetischen und diamagnetischen Körper zwischen den einander gegenüberstehenden abgerundeten Flächen der auf beide Pole eines Magnetes aufgesetzten Halb-

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXV, §. 2790.*

anker an. — Es ist die Beobachtung dieser Einstellung das sicherste und bequemste Mittel, um zu entscheiden, welcher Klasse der untersuchte Körper angehört. Um diese Beobachtung mit Sicherheit ausführen zu können, setzt man zweckmässig über die mit ihren Halbankern versehenen Pole des Magnetes einen Glaskasten (Fig. 206), der oben vermittelst einer Fassung eine Glasröhre trägt. Auf diese ist oben eine zweite Fassung mit einer horizontalen Axe aufgesetzt, um die ein Coconfaden geschlungen ist. Aus dem unteren Ende desselben bildet man eine Schleife, in welche man die zu untersuchenden Körper einhängt. Bedient man sich hierzu eines an den Faden gehängten Schiffchens von Papier, so ist stets die Wirkung der Magnetpole auf das Schiffchen selbst zu subtrahiren. — Bei der Beobachtung dieser Einstellungen muss man indess eine gewisse Vorsicht beobachten. Schliesst man nämlich den den Magnet magnetisirenden Strom, während ein schwach magnetischer oder diamagnetischer Stab zwischen seinen Polen hängt, so entsteht im Moment der Schliessung in jenem Stab ein dem magnetisirenden Strom entgegengerichteter Inductionsstrom, der eine Abstossung des Stabes von den Polen bewirkt. Beim Oeffnen des Magnetes entsteht ein, dem magnetisirenden Strome gleichgerichteter Inductionsstrom, der eine Anziehung des Stabes hervorruft. Durch rechtzeitiges Schliessen und Oeffnen kann man so den Stab in Schwingungen versetzen, oder sogar demselben eine Rotation ertheilen. — Man würde sich grossen Irrthümern aussetzen, wenn man nach jenen beim Schliessen und Oeffnen des Stromes hervortretenden Bewegungen das diamagnetische Verhalten der Körper bestimmen wollte. Vielmehr muss man stets ihre permanente Einstellung während der dauernden Magnetisirung beobachten.

Fig. 206.



Man kann hierbei die Einstellung eines diamagnetischen Körpers, z. B. eines Wismuthstabes, viel leichter zeigen, wenn man zwischen den Magnetpolen unter demselben in äquatorialer Lage einen Eisenstab hinlegt. Es sind ihm dann gewissermaassen die Magnetpole näher gebracht [1]).

430 Sind die Polflächen des Magnetes nicht vorn zugespitzt oder abgerundet, sondern bilden sie eine grössere Fläche, so können sich Ab-

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 613. 1848.*

weichungen von diesem normalen Verhalten ergeben, die leicht zu Irrthümern führen können.

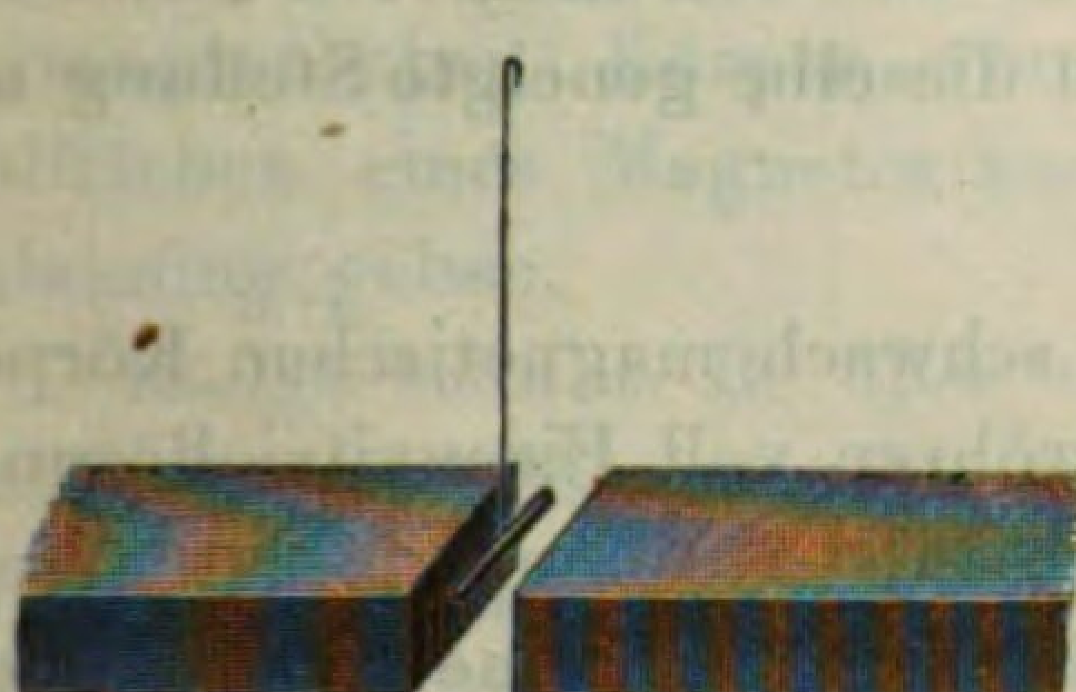
Hängt man z. B. nahe vor einer verticalen, ebenen, runden oder viereckigen Polfläche (Fig. 207) (z. B. eines auf den einen Pol des verwendeten Magnetes gelegten Halbankers), die nicht zu kleine Dimensionen hat, in horizontaler Lage ein kleines Wismuthstäbchen auf, welches kürzer ist als der horizontale Durchmesser der Polfläche, so stellt sich dasselbe mit seiner Axe vertical gegen die Polfläche, indem die von den Rändern der letzteren hauptsächlich ausgehende Abstossung seine Masse möglichst weit von jenen Rändern entfernt. In der der Polfläche parallelen Lage wäre es im labilen Gleichgewicht. Ist der Punkt, um den sich das Stäbchen drehen kann, ein wenig nach der einen Seite der Polfläche verschoben, so ist die Abstossung von dieser Seite ein wenig grösser, und die Axe des Stäbchens neigt sich mit ihrem der Polfläche zugewandten Ende ein wenig gegen die andere Seite der Polfläche hin.

Fig. 207.



Hängt man in ähnlicher Weise zwischen den beiden viereckigen Polflächen der beiden auf die Pole des Elektromagnetes gelegten und einander nahe stehenden Halbanker ein Wismuthstäbchen (Fig. 208), so stellt es sich, wenn seine Schwingungsebene den Mitten der Polflächen entspricht, axial; sowie man es aber hebt oder senkt, dass es in der Ebene der oberen oder unteren Kanten der Polflächen schwingt, stellt es sich äquatorial, da im ersten Falle hauptsächlich die von den verticalen Seitenkanten der Halbanker ausgehende Abstossung auf dasselbe wirkt, und die Enden des Stäbchens in der axialen Lage möglichst weit von ihnen entfernt sind, im letzteren Falle die von den oberen und unteren horizontalen Kanten ausgehende Wirkung nahezu an allen Stellen derselben gleich ist, und so das Stäbchen in der äquatorialen Lage der magnetischen Einwirkung möglichst entrückt ist. — Ein Glasröhrchen voll Eisenocker, voll Eisenvitriolpulver, verhält sich gerade entgegengesetzt. Es stellt sich in der Mitte zwischen den Polflächen äquatorial, indem seine Enden sich den stark magnetischen Rändern derselben zukehren, und legt sich in der Ebene der oberen oder unteren Kanten der Polflächen beiderseits gegen dieselben an. Auch Stäbchen von eisenhaltigem Zink, Silber, Kupfer, Zinn u. s. f. verhalten sich ebenso, und ebenfalls Dräthe von gewöhnlichem Messingdrath[1]), welche stets geringe Quantitäten Eisen enthalten.

Fig. 208.



[1]) Cavallo l. c.; Munke l. c.; Faraday, Exp. Res., Vol. III, p. 461;* Tyndall, Phil. Trans. 1855, p. 13.*

Bei weiterem Heben über die Polflächen der Halbanker hinaus stellt sich ein etwas längeres, etwa 2 Centimeter langes Wismuthstäbchen, wenn die Halbanker auf 2—3^{mm} einander genähert sind, wiederum axial, ein mit Eisenoxyd gefülltes Glasröhrchen u. s. f. dagegen äquatorial, indem nur so die Massen von den Punkten des Magnetes, in denen der freie Magnetismus besonders stark concentrirt ist, möglichst weit entfernt oder ihnen möglichst genähert sind.

Dieselben Erscheinungen zeigen sich, wenn auch schwächer, schon vor der etwas grösseren verticalen Fläche nur eines auf den einen Pol des Magnetes aufgelegten Halbankers oder eines Stahlmagnetes, wie dies schon von Seebeck[1]) und Becquerel[2]) beobachtet ist.

Man kann bei diesen Versuchen recht deutlich zeigen, wie die magnetische Wirkung auf einen zwischen die Mitten der Polflächen gebrachten Körper hauptsächlich von ihren Kanten ausgeht, wenn man nach Tyndall zwischen denselben ein kleines Kügelchen von magnetischem Spatheisenstein an einem Coconfaden aufhängt. Dasselbe begiebt sich stets von der Mitte der Polflächen gegen ihre Ränder hin.

Auch wenn man zwei gleichnamige Polflächen von beiden Seiten sehr nahe an das aufgehängte kurze Stäbchen bringt, kann sich dasselbe Verhalten aus den gleichen Gründen zeigen. Die Polflächen wirken entgegengesetzt polarisirend auf die einzelnen Theile der Körper, und je nach dem Ueberwiegen der Wirkung des einen oder anderen Randes dieser oder jener Polfläche nehmen die Körper eine gegen dieselbe geneigte Stellung an.

431 Abweichend von diesem Verhalten der schwach magnetischen Körper ist das von massiven Eisenstäben, von Glasröhren voll Eisenvitriollösung, in denen die Masse der magnetischen Körper ein Continuum bildet. Werden diese an der Polfläche aufgehängt und nähert sich das eine Ende derselben der letzteren, so dreht sich dieses Ende sogleich der Polfläche zu, dass es ihr möglichst nahe kommt.

Dieses verschiedene Verhalten der magnetischen Körper beruht nur auf der ungleichen Vertheilung der magnetischen Masse in ihnen. Bei den zuerst genannten Körpern, z. B. bei schwach magnetischem Messingdrath, liegen die einzelnen magnetischen Theilchen so weit von einander entfernt, dass sie nach ihrer Magnetisirung durch den Magnet nicht noch gegenseitig richtend auf einander einwirken, so dass die Anziehungswirkung der Polflächen auf jedes derselben unabhängig von den anderen einwirkt. Bei den zweiten Körpern, wie Eisen, wird aber, sobald das eine Ende der Polfläche sich nähert und die daselbst befindlichen Moleküle stärker magnetisch werden, sogleich eine magnetisirende Rückwirkung auf die folgenden Theilchen ausgeübt, der Körper erhält in der

[1]) Seebeck, Pogg. Ann. Bd. X, S. 203. 1828.* — [2]) Becquerel, Ann. de Chim. et Phys. T. XXXVI, p. 337. 1827;* Pogg. Ann Bd. XII, S. 622.*

Richtung seiner Längenausdehnung eine magnetische Axe, deren eines der Polfläche zugekehrtes Ende eine ihr ungleichnamige, deren anderes von derselben entfernteres Ende eine gleichnamige Polarität mit ihr erhält. Das erstere Ende wird sich daher möglichst der Polfläche nähern. — Bilden wir den länglichen Körper so, dass in der auf seiner Axe verticalen Richtung leichter die magnetischen Theilchen gegenseitig aufeinander richtend einwirken können, als in der Richtung der Axe selbst, so stellt es sich, wie die erstgenannten schwach magnetischen Körper, parallel der Polfläche. Einen solchen Körper würde z. B. eine Glasröhre darstellen, in welcher kreisrunde, verzinnte Eisenbleche oder noch besser abwechselnd Eisenbleche und Papierscheiben [1]) aufeinander geschichtet sind.

Dieses verschiedene Verhalten der paramagnetischen Körper hat in früheren Zeiten Veranlassung gegeben, dieselben in zwei Klassen zu theilen, in die gewöhnlichen stark magnetischen Körper, wie Eisen u. s. f., und die transversal magnetischen Körper, wie Eisenoxyd, eisenhaltige Metalle u. s. f.

Es ist indess, wie wir gesehen, der Grund dieses verschiedenen Verhaltens ein rein secundärer; die aus demselben entspringenden Fehlerquellen lassen sich bei Anwendung abgerundeter oder zugespitzter Anker leicht vermeiden.

Die überwiegende Anziehung der magnetischen und Abstossung der diamagnetischen Körper von den stärker magnetisirten Punkten der Polflächen eines Magnetes kann zu einigen anderen Erscheinungen Veranlassung geben. 432

Hängt man z. B. über der Mitte der runden, horizontal gestellten Polfläche eines Magnetpoles eine kleine Wismuthkugel auf, so bleibt sie in Ruhe. Hängt man sie näher an dem Rande über der Polfläche auf, so wird sie nach der Mitte hin bewegt, da dort der Magnetismus der Polfläche weniger stark ist. Führt man sie aber über den Rand der Polfläche hinaus, so wird sie nach aussen hin abgestossen. Eine Eisen- oder Nickelkugel, eine Kugel von Eisenvitriol u. s. f. verhält sich gerade umgekehrt. Sie sucht sich stets den stärker magnetischen Rändern der Polfläche zu nähern [2]).

Entsprechend entfernt sich Wismuthpulver, welches man auf einen die Polfläche eines Magnetpoles bedeckenden Papierbogen streut, von den Rändern derselben, während Eisenfeile sich zu ihnen hinbegeben [3]).

Hängt man ferner gerade über dem Rande der Polfläche an einem Coconfaden ein Wismuthstäbchen auf, so stellt es sich radial zu derselben, ein mit Eisenoxyd gefülltes Glasröhrchen, ein eisenhaltiger Zinnstab u. s. f. dagegen tangential [4]).

1) Seebeck, l. c. — 2) Faraday, Exp. Res. Ser. XX, §. 2298 u. flgde.* — 3) Faraday, ibid. §. 2304 * — 4) Vgl. Oersted, Pogg. Ann. Bd. LXXV, S. 445. 1848.*

433 Es hat keine Schwierigkeit, durch Aufhängung zwischen den vorn abgerundeten, einander gegenüberstehenden Flächen der Halbanker eines starken Magnetes im Allgemeinen das magnetische Verhalten der verschiedenartigsten Körper zu bestimmen. Die festen Körper wendet man dabei am besten in Form von kleinen Stäbchen an. Die pulverförmigen Körper schliesst man in kleine Glasröhren ein. Doch muss man darauf Rücksicht nehmen, dass auch die Glasröhren vom Magnete bewegt und zwar wegen eines Eisengehaltes meist von demselben angezogen werden.

Die Flüssigkeiten werden ebenso wie die Pulver in Glasröhren eingeschlossen und so zwischen den Polen des Magnetes aufgehängt. Man kann auch, um den Diamagnetismus der Flüssigkeiten zu untersuchen, auf die Polflächen des Magnetes parallelepipedische Halbanker, auf diese ein Glimmerblatt legen und die Flüssigkeit zwischen den gegenüberstehenden Rändern der Pole hinaufgiessen [1]). Ist die Flüssigkeit magnetisch, so begiebt sie sich zu den Polen hin, und ihr Niveau sinkt in der Mitte zwischen denselben. Ist dieselbe diamagnetisch, so erhebt sie sich zu einem nach der äquatorialen Richtung gestreckten und nach den Polen abfallenden Sattel (Fig. 209 und 210). Wendet man statt des Glimmerblattes ein flaches Uhrglas an, welches man zwischen die Magnetpole setzt, so ändert die Flüssigkeit unter dem Einfluss des Magnetismus ihre kreisförmige Oberfläche in eine elliptische um, in der die grösste Axe bei den magnetischen Flüssigkeiten axial, bei den diamagnetischen äquatorial gerichtet ist.

Fig. 209.

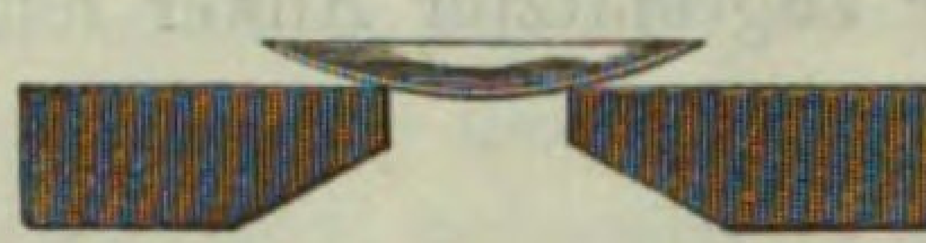
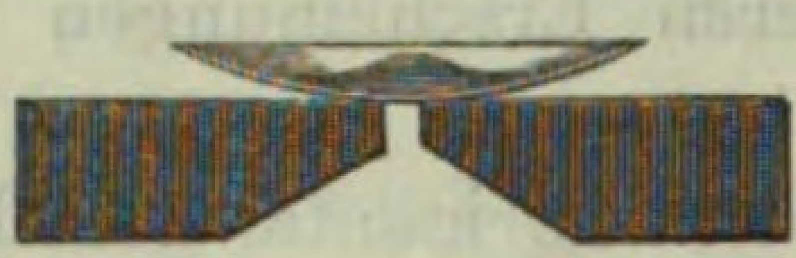


Fig. 210.



Man kann auch nach Quet [2]) eine kleine Menge der Flüssigkeit in ein dünnes Glasrohr einsaugen, und nun dasselbe horizontal in äquatorialer Lage zwischen die Magnetpole bringen, so dass das Ende der Flüssigkeitssäule gerade in die axiale Linie fällt. Jenachdem die Flüssigkeit magnetisch oder diamagnetisch ist, bewegt sich die Flüssigkeitssäule bei Erregung des Magnetes zwischen die Pole hinein oder entfernt sich von ihnen. Legt man bei diamagnetischen Flüssigkeiten die Röhre in axialer Richtung über die Polflächen, so weicht die Flüssigkeitssäule bis jenseits derselben nach aussen.

434 Vermittelst der einen oder der anderen Methode erweisen sich als magnetisch in absteigender Linie [3]):

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 568. 1848.* — [2]) Quet, Compt. Rend. T. XXXVIII, p. 562. 1854.* — [3]) S. namentlich Faraday, Exp. Res. Ser. XX u. flgde.

Eisen	Chrom	Palladium
Nickel	Cer	Platin
Cobalt	Titan	Osmium
Mangan		

ferner Silicium (stark), Beryllium (schwach), ebenso Aluminium, Kalium, Natrium (letztere nach Lamy [1]) aus einer starken alkoholischen Lauge durch die Elektrolyse erhalten. Faraday hielt sie für diamagnetisch).

In aufsteigender Linie diamagnetisch sind dagegen:

Wolfram	Arsen	Blei	Zink
Iridium	Gold	Quecksilber	Antimon
Rhodium	Kupfer	Cadmium	Wismuth
Uran	Silber	Zinn	

Sehr stark diamagnetisch ist auch Tellur, ebenso auch Schwefel und Selen. Schwach diamagnetisch sind Niobium, Tantal [2]). Das käufliche Kupfer ist stets durch einen geringen Gehalt an Eisen magnetisch.

Die Oxyde und Salze von Eisen, mit Ausnahme des diamagnetischen gelben Blutlaugensalzes, sind magnetisch, ebenso die Oxyde und Salze von Nickel, Cobalt, Mangan, Cerium, Chrom, Titan [3]), sowie deren wässerige Lösungen bei nicht zu grossen Verdünnungen. Die chromsauren Salze dagegen sind diamagnetisch. Löst man daher zweifach chromsaures Kali in schwefelsäurehaltigem Wasser und setzt Alkohol hinzu, so ist die Lösung diamagnetisch. Erhitzt man sie aber bis zur Reduction der Chromsäure zu Chromoxyd, so wird sie magnetisch [4]).

Die Oxyde und Salze von Platin, Palladium, Rhodium, Aluminium, Blei, Kupfer, Silber, Antimon, sowie die Salze der übrigen diamagnetischen Metalle sind alle diamagnetisch, mit Ausnahme von Kupferoxyd, Silbersuperoxyd und Antimonsäure [5]). In den Salzen des Platins z. B. verdeckt also der mit dem Platin verbundene Körper die magnetischen Eigenschaften des ersteren, da der durch Erhitzen des diamagnetischen Ammoniumplatinchlorids erhaltene Platinschwamm magnetisch ist. Wasser, Eis [6]), Alkohol, Aether, Schwefelsäure, Salpetersäure, Borsäure u. s. f., geschmolzenes Wachs, Lösungen von alkalischen und Erdsalzen, auch eisenfreies Flintglas, Holz, Fleisch, Baumblätter sind diamagnetisch. Gewöhnliches Glas ist meist eisenhaltig und dadurch magnetisch. Blut und Milch zeigen auf einem Glimmerblatt eine Abstossung der ganzen Masse und ausserdem noch eine besondere Bewegung der in ihnen schwimmenden Blut- und Fettkügelchen an den Polen, die durch das Mikroskop beobachtet werden kann [7]). Vertheilt man in Olivenöl [8]) eine

[1]) Lamy, Ann de Chim. et Phys. T. LI, p. 305. 1857.* — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 619. 1848.* — [3]) Auch Wollaston, Phil. Trans. 1823. p. 400,* fand Titansäure magnetisch, schrieb dies aber auf einen Gehalt an Eisen. — [4]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2376.* — [5]) Matteucci, Cours d'induction, Paris 1854, p. 254.* — [6]) Brunner, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 173. 1850.* — [7]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 575. 1848.* — [8]) Matteucci, Compt. rend. T. XXXVI, p. 917. 1853.*

alkoholische Lösung von Eisenchlorür von gleicher Dichtigkeit in Tropfen und setzt sie zwischen die Magnetpole, so sammelt sich die magnetische Eisenchlorürlösung an den Polen und das diamagnetische Olivenöl flieht von denselben. Dagegen lässt sich auf keine Art nachweisen, dass eine zwischen die Magnetpole gebrachte Eisenchlorürlösung sich in der Nähe derselben concentrirt und so das Salz für sich zu den Polen hingezogen wird. Lösung von gelbem Blutlaugensalz ist stärker diamagnetisch als Wasser, während Lösung von Cyankalium einen nur wenig von dem des Wassers verschiedenen Diamagnetismus besitzt. Indess ist das gepulverte gelbe Blutlaugensalz entschieden nicht magnetisch. Die Masse des rothen Blutlaugensalzes ist dagegen entschieden magnetisch[1]). — Man muss bei der Untersuchung dieses, so wie anderer krystallisirter Salze stets dieselben in Pulverform anwenden, da ganze Krystalle sich leicht durch ihre eigenthümliche Structur anders einstellten, als es das Verhalten ihrer Masse für sich erwarten lässt[2]).

435 Der **Magnetismus der Gase** ist schwierig zu untersuchen, da die festen Hüllen, in welche man sie einschliesst, gewöhnlich eine so starke Einwirkung durch den Magnet erleiden, dass die Einwirkung auf die Gase selbst völlig verschwindet. Eigentlich müsste man den Magnetismus der Gase im luftleeren Raume bestimmen. In der Luft selbst oder in anderen Gasen ergiebt sich nur, ob ein Gas magnetischer oder weniger magnetisch als dieselben ist. Dies letztere Verhalten hat Faraday[3]) in folgender sinnreicher Weise dargelegt. Die Gase strömten durch ein ⌐förmiges Rohr mit senkrechter Oeffnung in einem senkrechten Strom zwischen die Pole des Magnetes. Das Rohr hatte seine Oeffnung oberhalb und war unter den Magnetpolen aufgestellt, wenn das Gas leichter als die umgebende Luft war; im entgegengesetzten Falle war es über den Magnetpolen mit seiner Oeffnung nach unten aufgestellt. In das Ausströmungsrohr wurde ein kleines mit Chlorwasserstoffsäure befeuchtetes Löschpapier gelegt. Der Oeffnung des Rohres gegenüber waren auf einem Gestell drei kleine, parallele, fingerdicke Glasröhrchen aufgestellt, so dass das eine Röhrchen in der axialen Linie, die beiden anderen an jeder Seite derselben standen. In diese Röhrchen waren Streifen von Fliesspapier eingelegt, welche mit Ammoniakflüssigkeit getränkt waren. Der ganze Apparat war zur Vermeidung der Luftströmungen mit einem aus Wachspapier und Glimmerplatten zusammengesetzten Kästchen von 6″ Länge, 4″ Breite und Höhe bedeckt.

Strömen die Gase ohne Einwirkung des Magnetes aus, so gelangen sie in die mittlere Röhre. Wirkt aber der Magnet, so wird der Gasstrom

1) Arndtsen, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 605. 1858;* Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 576. 1848.* — 2) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 359. 1849;* Tyndall, Phil. Trans. 1856, Vol. I, p. 254;* Arndtsen l. c. — 3) Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2400 u. flgde.; Phil. Mag. [3.] Vol. XXXI, p. 401. 1847;* Exp. Res. Vol. III, p. 467.*

aus seiner Richtung abgelenkt und gelangt in eine andere Röhre, jenachdem er vom Magnet angezogen oder abgestossen wird. Lässt man z. B. Wasserstoff gerade in der Mitte unter den Magnetpolen austreten, so theilt sich der Strom in zwei Theile, die wie die Zinken einer Stimmgabel sich zu beiden Seiten der Magnetpole in der Aequatorialebene erheben.

Bei den gefärbten Gasen, Jod und Bromdampf, salpetrichter Säure, verdichtetem Wasserdampf, sieht man schon an der Richtung des Gasstromes ohne Weiteres, ob die Gase magnetischer oder diamagnetischer sind, als das umgebende Medium.

Man kann das magnetische Verhalten der Gase auch sehr gut zeigen, wenn man sie in eine Blase füllt, welche vorn ein, durch einen Hahn verschlossenes, dünnes Ausströmungsrohr trägt. Taucht man die Spitze des Rohres in Seifenwasser, so kann man durch Oeffnen des Hahnes Seifenblasen bilden, welche an dem Rohre hängen bleiben [1]. Bringt man eine solche mit gewöhnlicher Luft gefüllte Seifenblase in den Winkel zwischen den, in geneigter Stellung gegeneinander geschobenen Halbankern eines Elektromagnetes, so weicht sie wegen der Abstossung des Seifenwassers sehr schwach in äquatorialer Richtung aus. Wird die Blase mit ölbildendem Gase gefüllt, so flieht sie sehr viel stärker von den Polen. Das ölbildende Gas ist also stärker diamagnetisch oder weniger magnetisch als die umgebende Luft. Füllt man die Seifenblase mit Sauerstoffgas, so wird sie schnell zu den Magnetpolen hingezogen; das Sauerstoffgas ist also magnetischer oder weniger diamagnetisch als die Luft.

Mittelst der zuerst angegebenen Methode fand sich in der Luft magnetisch: Sauerstoffgas. Dieses magnetische Verhalten des Sauerstoffgases kann man auch nachweisen, indem man eine wohlausgeglühte Kohle, welche sich zwischen den Magnetpolen in äquatorialer Lage einstellt, in Sauerstoffgas eintaucht. Der absorbirte Sauerstoff bewirkt dann, dass die Kohle jetzt sich axial stellt.

Weniger magnetisch als die Luft, oder diamagnetisch verhalten sich in derselben

Stickstoff (schwach)	Wasserstoff (stark)
Kohlensäure	Oelbildendes Gas
Kohlenoxyd	Steinkohlengas
Stickoxydul	Schweflichte Säure
Stickoxyd (sehr schwach) [2]	Chlor- und Jodwasserstoff
Chlor	Fluorkieselgas
Brom- und Joddampf	Ammoniakgas
Cyan	

nach Plücker auch Quecksilberdampf, der mit condensirtem Quecksilber, und Wasserdampf, der mit condensirten Wassertröpfchen gemengt ist.

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 551. 1848;* Faraday, Exp. Res. Ser. XXV, S. 2758—69.* — [2]) Vgl. dagegen §. 471 u. 473.

Wurde der die Magnetpole einschliessende Kasten, statt mit Luft, mit Kohlensäure gefüllt, so war in ihr

magnetisch: Sauerstoff, Stickoxyd, Luft;

diamagnetisch: die übrigen Gase, auch Kohlenoxyd, welches in einem gleichen Volum die gleiche Menge Kohlenstoff, aber nur die Hälfte des magnetischen Sauerstoffes wie die Kohlensäure enthält.

In Steinkohlengas war

magnetisch: Sauerstoff, Luft (schwach);

diamagnetisch: die anderen Gase;

In Wasserstoff

magnetisch: Luft, Sauerstoff, Stickoxyd;

diamagnetisch: die anderen Gase, namentlich Stickstoff, Stickoxydul, ölbildendes Gas.

436 Auch hat Faraday [1]) an dem Ende des horizontalen Hebels einer Drehwage ein horizontales Querstück befestigt, und an dessen beiden Enden zwei möglichst gleiche, an beiden Seiten zu Spitzen ausgezogene und mit verschiedenen Gasen gefüllte Glasröhren gehängt. Der Apparat wurde so aufgestellt, dass die beiden Glasröhren in der Aequatorialebene zu beiden Seiten der Pole eines starken Magnetes hingen. Bei der Erregung des letzteren wurde stets die mit dem stärker magnetischen Gase gefüllte Röhre zwischen die Magnetpole hineingezogen, die mit dem weniger magnetischen oder diamagnetischen Gase gefüllte entfernte sich im Gegentheil von ihnen. Auf diese Weise liess sich auch nachweisen, dass mit der Verdünnung des Gases, z. B. des Sauerstoffes, die Wirkung des Magnetes auf dasselbe abnimmt. (Vgl. auch den folgenden Abschnitt.)

In einer anderen Weise hat Plücker [2]) den Diamagnetismus der Luft nachzuweisen versucht, indem er zwischen die auf die Pole des Magnetes gesetzten Halbanker ein Kästchen von dünnem Messingblech stellte, in dessen eine Seitenfläche eine Glasröhre von 1 Millimeter Durchmesser eingekittet war. In die Glasröhre wurde ein Alkoholtropfen als Index gebracht. Wurde nun der Magnet erregt, so ging der Alkoholtropfen im Glasrohr nach aussen, so dass die Luft im Messingkasten von den Magnetpolen abgestossen und daselbst ausgedehnt zu werden schien. Indess wäre es dennoch möglich, dass diese Wirkung durch die Abstossung der Wände des Blechkastens bedingt war, wodurch der innere Raum desselben verkleinert wurde. Faraday hat bei ähnlichen Versuchen wenigstens keine bestimmten Resultate erhalten [3]).

437 Bei den bisher beschriebenen Versuchen über das magnetische Verhalten der festen und flüssigen Körper haben wir angenommen, dass das Medium, in dem sie sich zwischen den Magnetpolen befinden, keinen Ein-

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXV, §. 2770 u. flgde.* — [2]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 580. 1848.* — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXV, §. 2730.*

fluss ausübt. In der That können wir den Einfluss der Luft wegen ihrer geringen Masse in den meisten Fällen vernachlässigen. Dem ist jedoch nicht so, wenn das die Körper umgebende Medium eine grössere Dichtigkeit besitzt [1]).

Hängt man z. B. eine mit verdünnter Lösung von schwefelsaurem Eisenoxydul gefüllte Glasröhre zwischen die Magnetpole, so stellt sie sich axial. Setzt man aber zwischen die Pole ein mit einer concentrirteren Lösung desselben Salzes gefülltes Glas, und hängt in dieses die gefüllte Glasröhre hinein, so stellt sie sich äquatorial [2]). Hängt man ebenso vor dem einen Magnetpol an einem Coconfaden eine mit verdünnter Eisenvitriollösung gefüllte Röhre senkrecht auf, so wird sie angezogen. Sowie sie aber in der concentrirteren Lösung schwebt, so wird sie abgestossen.

In gleicher Weise stellt sich eine mit Aetherdampf gefüllte Glasröhre in der Luft äquatorial, in flüssigem Aether axial ein.

Setzt man ferner auf die eine horizontale Polfläche eines starken Elektromagnetes ein mit Eisenvitriol gefülltes Glas, und lässt in diesem ein mit einer Glaskugel versehenes und mit Quecksilber gefülltes Thermometerrohr schwimmen, welches an sich vom Magnete wenig afficirt wird, so steigt es bei Einsetzen des magnetisirenden Stromes in die Höhe. Vertauscht man dagegen die Lösung mit Schwefelkohlenstoff oder Wasser, so sinkt beim Magnetisiren das Rohr tiefer in die Flüssigkeit ein.

Um in Bezug hierauf Bestimmungen zu erhalten, setzt Plücker [3]) auf 438
den einen Pol eines Magnetes ein unten mit einem dünnen Glimmerblättchen verschlossenes Lampenglas. Er senkt in dieses Glas eine Kugel von Wismuth von 10 bis 12$^{\mathrm{mm}}$ Durchmesser, welche an einem Coconfaden an der einen Schale einer Wage hängt, so weit ein, dass sie gerade das Glimmerblatt berührt, und bestimmt die Gewichte, welche erforderlich sind, um beim Magnetisiren des Magnetes die vom Magnetpol abgestossene Wismuthkugel stets wieder mit dem Glimmerblatt in Berührung zu bringen. Wird nun das Glas mit verschiedenen Flüssigkeiten gefüllt, so sind die hierzu nöthigen Gewichte verschieden. Sie betrugen z. B. bei der

Wismuthkugel in Luft	785	Millgr.
„ „ Wasser	745	„
„ „ Eisenchlorid	885	„

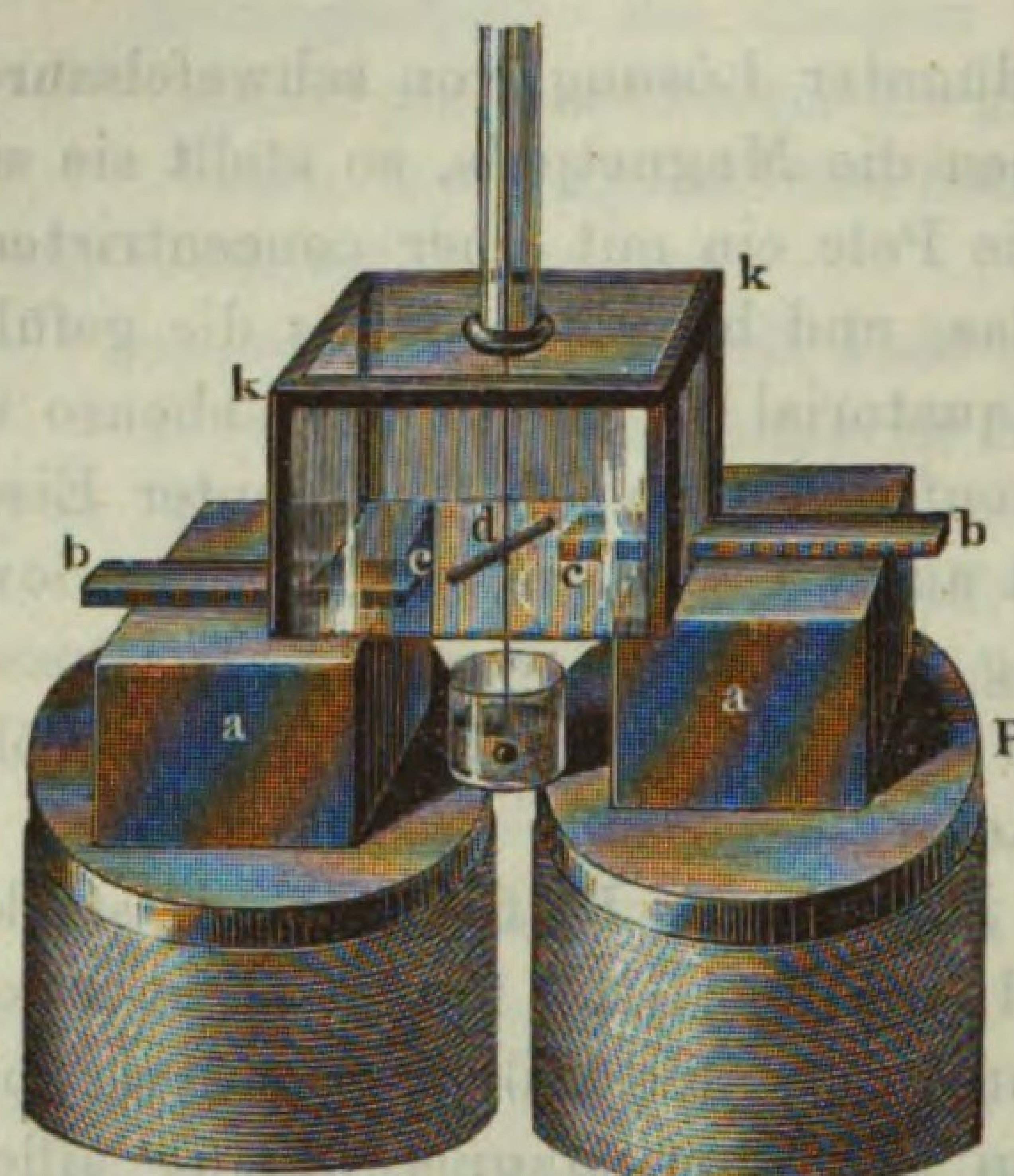
Im Eisenchlorid war also die Abstossung des Wismuths viel bedeutender als in der Luft, im Wasser aber kleiner.

Genaue quantitative Versuche hat hierüber E. Becquerel [4]) angestellt. Derselbe hat auf die Pole P eines sehr starken Elektromagnetes

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2401.* — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2362 u. flgde.* — [3]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 578. 1849.* — [4]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et Phys. T. XXVIII, p. 283. 1850.*

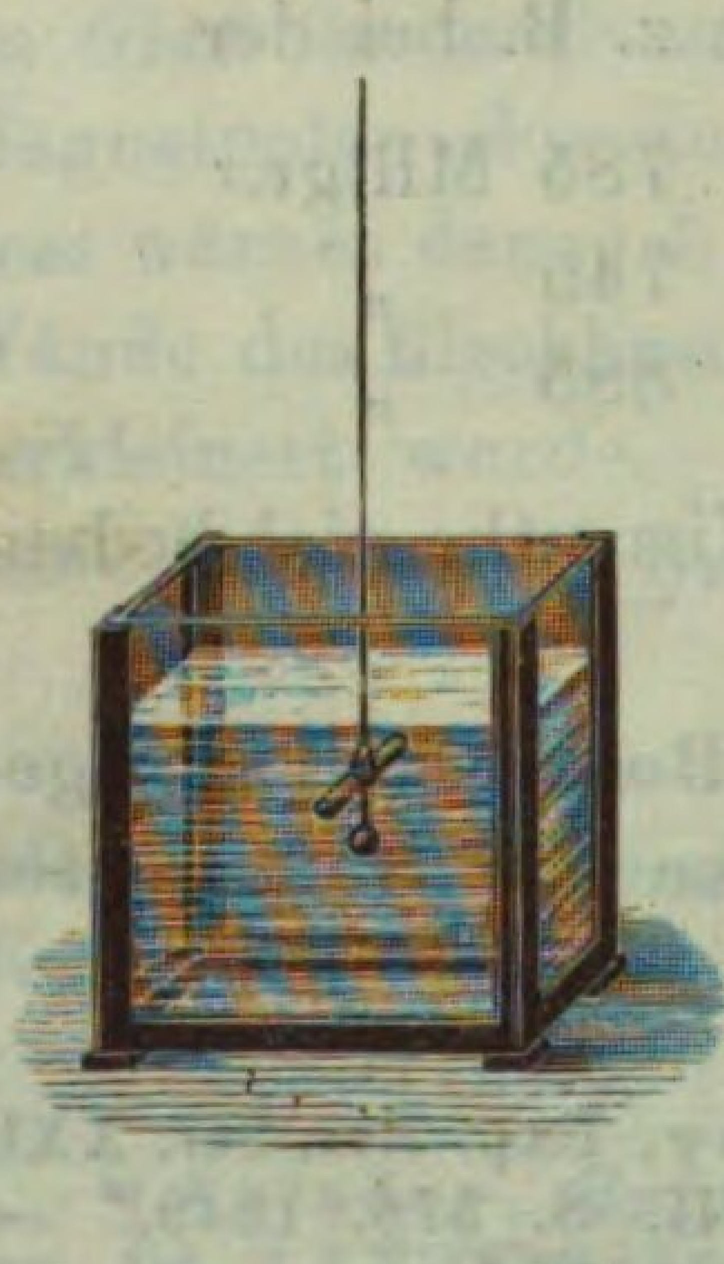
(Fig. 211) viereckige Eisenmassen a gelegt, welche gerade mit der unteren Fläche des Kastens k einer auf dieselben gestellten Drehwage in einer Horizontalebene sich befanden. Auf diese Eisenmassen wurden in axialer Richtung einander parallel, indess nicht ganz in einer geraden Linie, parallelepipedische Eisenstäbe b gelegt, welche bis an den Kasten der Drehwage heranreichten. In diesem selbst lagen zwei andere kleine Eisenstäbe c von demselben Querschnitt, welche durch die Wände des Kastens hindurchgingen und sich an jene Stäbe b anlegten. Sie waren auf dem Boden der Drehwage befestigt. Diese Eisenstäbe, deren Endflächen im Inneren der Drehwage 3 Centimeter von einander abstanden, waren ein wenig seitlich gegen einander verschoben, so dass die gegenüberstehenden Seitenflächen etwa 3 Millimeter von einander entfernt waren. Es wurden nun an einer Schleife an dem Faden der Drehwage die zu untersuchenden Körper d in Form von Stäbchen in horizontaler Lage zwischen die Eisenstäbe c gehängt. Unten war an denselben vermittelst eines dünnen Coconfadens eine Bleikugel befestigt, welche in Wasser oder Chlorcalciumlösung tauchte, um die Schwankungen der Stäbchen zu verhindern. Der Kopf der Drehwage wurde so gedreht, dass dieselben in einer bestimmten Lage sich befanden, welche durch ein seitliches Mikroskop genauer fixirt werden konnte. Beim Schliessen des den Magnet erregenden Stromes wurden die Stäbchen von den Magnetpolen zurückgestossen. Vermittelst der Drehung des dieselben tragenden Fadens konnte man sie in ihre frühere Gleichgewichtslage zurückführen. Der hierzu erforderliche Drehungswinkel ist der auf die Stäbe wirkenden abstossenden Kraft proportional.

Fig. 211.



Nach der Bestimmung dieser Kraft in der Luft wurde das an den Körpern unterhalb angebrachte kleine Bleigewicht entfernt, sodann zwischen die Magnetpole ein kleines, mit verschiedenen Flüssigkeiten gefülltes Glaskästchen (Fig. 212) geschoben, in dieses das Stäbchen hineingehängt, und wieder die Abstossung bestimmt.

Fig. 212.



Auf diese Weise ergab sich z. B. die Wirkung des Magnetes auf eine Schwefelstange und einen Wachsstab wie folgt:

	Schwefelstange	Wachsstab
In Luft	— 0,9038	— 0,3485
„ Wasser	— 0,1004	+ 0,2647
„ conc. Lösung von Chlormagnesium	+ 0,0649	+ 0,3816
„ „ schwefelsaurem Nickeloxyd . .	— 2,6060	— 1,6733

Das Zeichen — bezeichnet die Abstossung, das Zeichen + die Anziehung der Körper durch die Magnetpole. — Es verwandelt sich also die Abstossung, welche beide Stäbe in der Luft erleiden, in der Lösung von Chlormagnesium in eine Anziehung. — Nehmen wir an, dass die Wirkung des Magnetes auf die in verschiedenen Medien befindlichen Körper stets der Differenz der Wirkungen des Magnetes auf dieselben und die von ihnen verdrängten Flüssigkeitsvolumina entspricht, und bezeichnen wir die Abstossungen der Reihe nach mit R_l, R_w, R_m, R_n, so müssen die Differenzen $R_w - R_l$, $R_m - R_l$, $R_n - R_l$ für den Schwefel- und Wachsstab einander proportional sein, indem sie die Differenz der magnetischen Einwirkung auf die gleichen von den Körpern verdrängten Volumina Wasser und Luft, Chlormagnesium- oder Nickellösung und Luft angeben. Setzt man, um die Werthe vergleichen zu können, für beide Stäbe die Differenz $R_w - R_l = 10$, so erhält man:

	beim Schwefel	beim Wachs
$R_w - R_l$	— 10	— 10
$R_m - R_l$	— 12,06	— 11,91
$R_n - R_l$	+ 21,19	+ 21,60

Aus diesen Versuchen folgt, dass die Anziehung oder Abstossung eines magnetischen oder diamagnetischen Körpers durch den Magnet beim Eintauchen in eine Flüssigkeit gerade um soviel sich ändert, als die diamagnetische Abstossung oder magnetische Anziehung des verdrängten Theiles der Flüssigkeit beträgt. Es entspricht dieses Gesetz dem Archimedischen Prinzip, nach welchem ein nur dem Einfluss der Schwere unterworfener Körper in einer Flüssigkeit soviel an seinem Gewichte verliert, als das Gewicht der verdrängten Flüssigkeit beträgt.

Hat man daher einmal die diamagnetische Abstossung oder magnetische Anziehung eines Körpers im luftleeren Raum R_v und in anderen Medien, z. B. Luft, R_x bestimmt und misst nun den Diamagnetismus verschiedener anderer, gleichgestalteter Körper in den letzteren Medien, so braucht man zu den erhaltenen Werthen nur den Werth $R_x - R_v$ zu addiren, um ihre diamagnetische Abstossung in dem luftleeren Raum zu

wissen. — Umgekehrt giebt der Werth $R_x - R_v$ unmittelbar den Werth der diamagnetischen Abstossung oder Anziehung auf das vom Körper verdrängte Volum des ihn umgebenden Mediums. Man kann auf diese Weise, ganz nach Art der Bestimmung des specifischen Gewichtes, das diamagnetische Verhalten verschiedener Flüssigkeiten bestimmen, indem man das magnetische Verhalten desselben festen Körpers, z. B. eines Wismuthstabes, in ihnen vergleicht.

439 Die Einstellung diamagnetischer Körper durch den Magnet ist auf verschiedene Weise erklärt worden.

Die einfachste Annahme wäre die, dass die Materie derselben direct von den Magnetpolen abgestossen würde. — Gegen diese Annahme spricht ein von Reich[1]) angestellter Versuch: Näherte er gleichzeitig zwei Magnetstäbe, den einen mit seinem Nordpol, den anderen mit seinem Südpol von derselben Seite her einer an dem Arm einer Drehwage aufgehängten Wismuthkugel, so wurde sie mit einer Kraft abgestossen, welche nicht der Summe, sondern der Differenz der Wirkungen der Pole entsprach.

Denselben Versuch hat Tyndall[2]) mittelst zweier Elektromagnete *A* und *B* (Fig. 213) angestellt, deren eine Enden *R* und *P* halbcylindrisch abgefeilt und gegeneinander gebogen waren, so dass sie zusammen eine cylindrische, am äussersten Ende abgerundete Fläche bildeten. Vor den beiden verticalen Polen war ein Wismuthstäbchen *gh* an einem Coconfaden aufgehängt und durch die Torsion des dasselbe tragenden Fadens mit seinem einen Ende gegen eine vor den Polen aufgestellte Glasplatte *ik* gegengedrückt. Waren die beiden einander berührenden Polenden beider Magnete gleichnamig, so wurde das Wismuthstäbchen zurückgestossen, waren sie ungleichnamig, so blieb es völlig unbeweglich an der Glasplatte.

Fig. 213.



Eine zweite Annahme wäre die, dass in den diamagnetischen Körpern, ganz ebenso wie in den magnetischen, durch einen benachbarten Magnetpol eine temporäre magnetische Polarität hervorgerufen würde, welche indess in den diamagnetischen Körpern gerade entgegengesetzt wäre der Polarität der magnetischen Körper[3]). Ein Nordpol würde daher in den ihm benachbarten Theilen des diamagnetischen Stoffes einen Nordpol, ein Südpol einen Südpol erzeugen, und auf diese Weise die Einwirkung der gleichnamigen Pole auf einander eine Abstossung des dia-

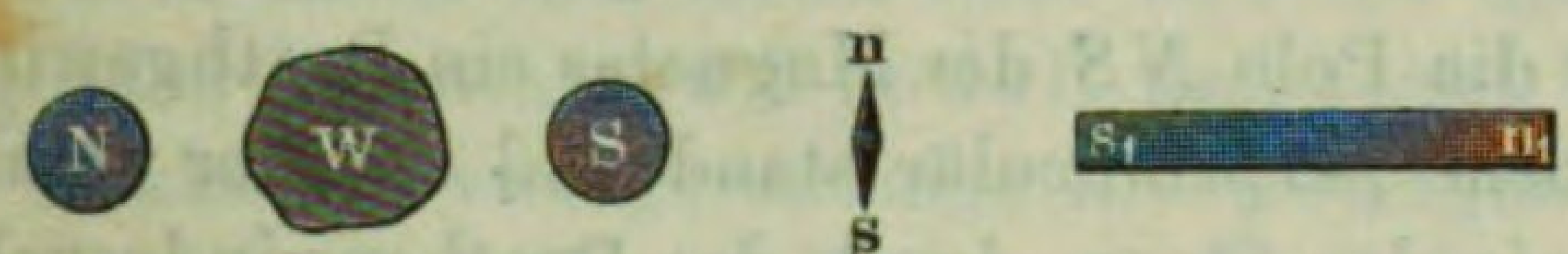
[1]) Reich, Pogg. Ann. LXXIII, S. 60. 1848.* — [2]) Tyndall, Phil. Trans. 1855, p. 23.* — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2429.*

magnetischen Stoffes bedingen. Diese Annahme würde den Versuch von Reich völlig erklären.

Diese entgegengesetzte Polarität in den diamagnetischen Körpern hat man durch mehrfache Versuche nachgewiesen.

So hat W. Weber [1]) vor den Polen *N* und *S* (Fig. 214) eines starken Magnetes eine kleine Magnetnadel *ns* aufgehängt, deren Nord- und Südpol durch *n* und *s* bezeichnet werden. Durch Annähern eines Magnetes $s_1 n_1$ an die Nadel bewirkt man, dass dieselbe ihre Lage senkrecht gegen die Verbindungslinie der Magnetpole bewahrt. Legt man jetzt zwischen die Pole des ersten Magnetes *NS* ein Stück Wismuth *W*, so weicht die Nadel so aus, als wenn der Pol *S* stärker geworden wäre. — Legt man zwischen die Pole ein Stück Eisen, so weicht die Nadel nach der entgegengesetzten Seite aus.

Fig. 214.



Oder man hängt nach Poggendorff [2]) vor dem einen (Nord-) Pol eines starken Elektromagnetes ein Wismuthstäbchen auf, welches die äquatoriale Lage annimmt. Nähert man dann dem Stäbchen von der Seite des Nordpoles des Elektromagnetes einen kleinen Stahlmagnet mit seinem Südpol, so wird das Stäbchen angezogen. — Ein vor dem Nordpol aufgehängtes Eisenstäbchen stellt sich dagegen axial und wird von dem genäherten Südpol des Stahlmagnetes abgestossen.

Der kleine Stahlmagnet ist zu schwach, um die durch den starken Elektromagnet im Wismuth- und Eisenstab erzeugte Polarität aufzuheben. Er kann nur auf die durch den Elektromagnet magnetisirten Körper seine Anziehungs- und Abstossungswirkung äussern.

Auch kann man nach Poggendorff ein Wismuthstäbchen innerhalb 440
einer Drathspirale, deren Windungen das in der äquatorialen Lage schwebende Stäbchen rechtwinklig umgeben, zwischen den Polen des Elektromagnetes aufhängen. Jedesmal wenn man durch die Spirale einen im Verhältniss zu der Kraft des Elektromagnetes nicht zu schwachen Strom leitet, wird das Wismuthstäbchen so abgelenkt, als wenn die Seiten des Wismuthstabes mit den ihnen zugekehrten Polen des Elektromagnetes gleiche Polarität haben.

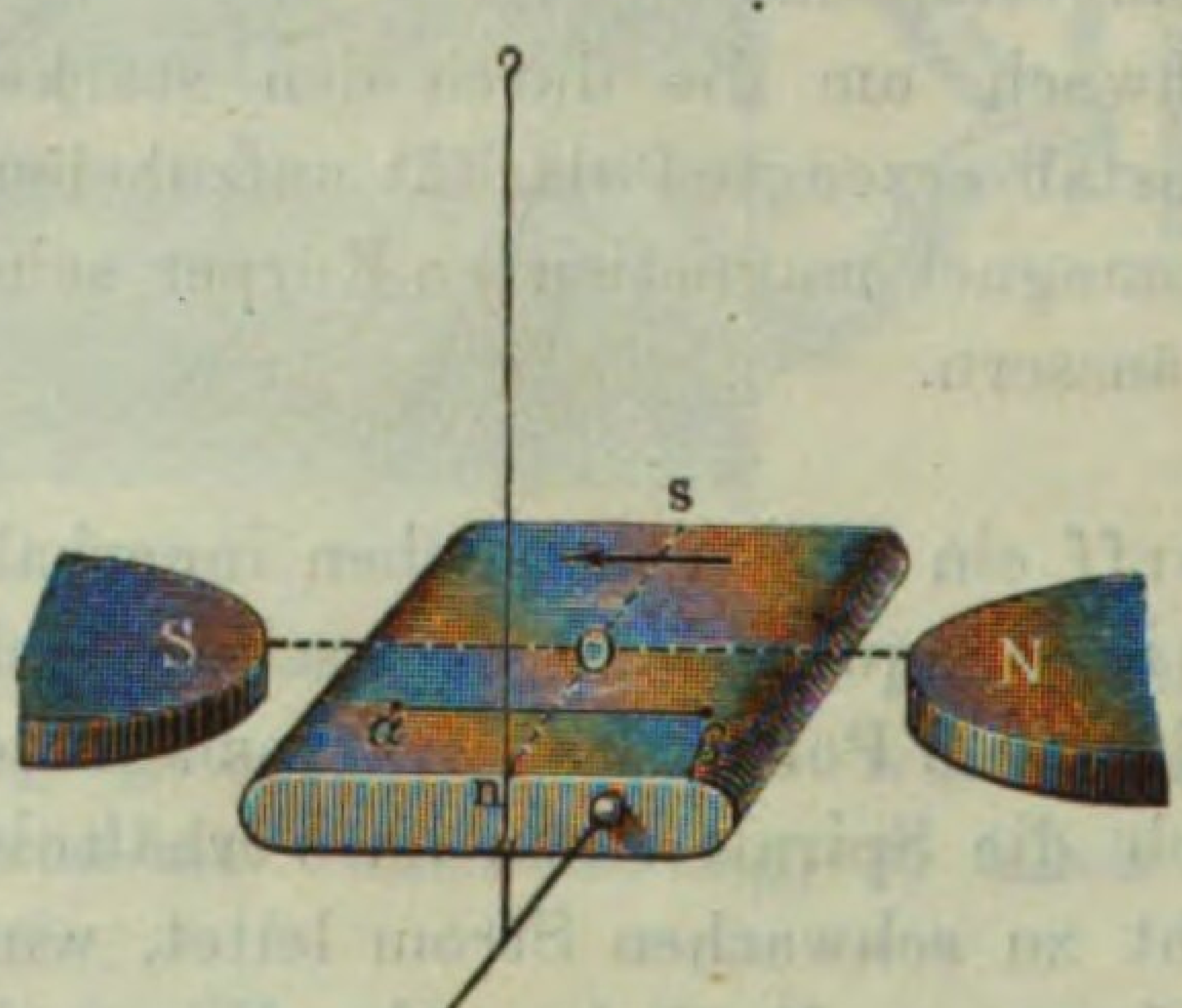
Man muss bei diesen Versuchen indess besonders vorsichtig sein, indem eine Reihe von Resultaten durch secundäre Einflüsse bedingt sein kann. Dies zeigen z. B. einige Versuche von Tyndall [3]). Derselbe

1) W. Weber, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 241. 1848.* — 2) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 475. 1848.* — 3) Tyndall, Phil. Mag. [4.] Vol. II, p. 333; Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 189. 1852;* auch Phil. Trans. 1855, p. 24.* Phil. Mag. [4.] T. X, p. 257.*

hängte zwischen den Polen eines Elektromagnetes ein Wismuthstäbchen auf, welches in der Art aus einer Wismuthplatte geschnitten war, dass die Spaltungsrichtung senkrecht gegen die Axe des Stäbchens stand. Dasselbe stellte sich entgegen dem gewöhnlichen Verhalten nach den später anzuführenden Versuchen mit seiner Längsaxe axial (s. Einfluss der Krystallform). Die diamagnetische Polarisirung seiner Enden muss hier sehr stark hervortreten, da dieselben den Magnetpolen sehr nahe sind.

Es wurde nun zwischen die Pole *NS* des Magnetes ein Drathgewinde gebracht, dessen Windungsebene perpendiculär stand und mit der axialen Richtung zusammenfiel. So wie der Strom durch das Drathgewinde geleitet wurde, wich das Stäbchen aus der axialen Lage in der Richtung ab, als wenn neben dem Südpol des Magnetes ein Nordpol im Stäbchen erzeugt worden wäre, genau in derselben Weise wie ein magnetisches Stäbchen, z. B. von magnetischem Schiefer, sich verhält. — Ganz ebenso verhielt sich ein gewöhnliches Wismuthstäbchen, bei welchem nur die kürzere Dimension sich zuerst axial stellte. — Der Grund dieser Erscheinungen ist indess nur der, dass das Drathgewinde *O* (Fig. 215) als ein Magnet zu betrachten ist, dessen Pole *n* und *s* in der äquatorialen Linie liegen. Auf diese Weise wird das Maximum der magnetischen Wirkung nicht mehr in der axialen Linie *NS*, sondern auf einer zwischen *NOS* und *nOs* liegenden Linie statthaben. Von dieser strebt sich die Masse der diamagnetischen Körper möglichst zu entfernen, um zu den in den Quadranten *NOs* und *nOS* liegenden Punkten der schwächsten magnetischen Wirkung überzugehen. — Diese Veränderung der Vertheilung der magnetischen Wirkung in dem zwischen den Magnetpolen liegenden Felde hat Tyndall auch nachgewiesen, indem er an einem horizontal aufgehängten Hebel ein Kügelchen von Spatheisenstein befestigte, und dasselbe in das Innere des zwischen die Magnetpole gestellten Drathgewindes brachte. Wurde der Magnet für sich erregt, so stellte sich z. B. das Kügelchen im Punkt α ein. So wie aber der Strom durch das Drathgewinde geleitet wurde, ging dasselbe zu dem Punkt β der stärkeren magnetischen Wirkung über. Bei Umkehrung des Stromes im Drathgewinde oder in den, den Magnet umgebenden Spiralen begab sich die Kugel wieder zum Punkt α, wo jetzt die stärkere magnetische Wirkung stattfand.

Fig. 215



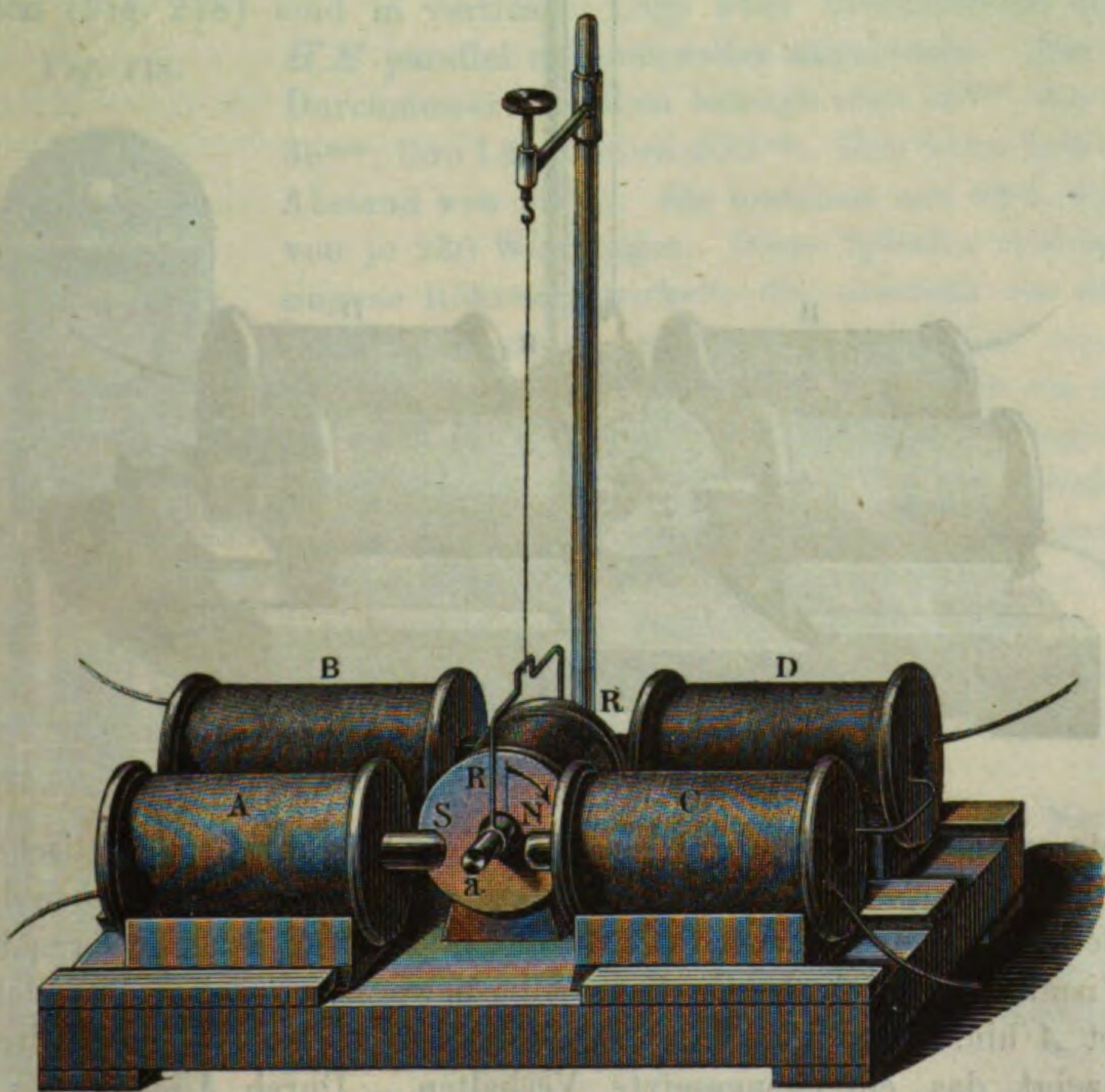
Wurde das Drathgewinde so zwischen die Magnetpole gebracht, dass seine Windungen in äquatorialen Ebenen sich befanden, so bewahrte das in dieselbe gehängte Wismuthstäbchen seine Lage, als die Ströme durch

das Gewinde in derselben Richtung wie um die Pole des Elektromagnetes geleitet wurden. — Bei entgegengesetzter Stromesrichtung wich das Stäbchen aus seiner Lage, indem wiederum im ersten Fall die Wirkung des Stromes im Drathgewinde sich zu der des Magnetes addirte, im zweiten von derselben subtrahirte und die magnetische Intensität in der Nähe der Pole schwächte.

Sehr sicher und direct lässt sich die diamagnetische Polarität durch 441
folgenden Versuch von Tyndall nachweisen [1]).

Zwischen vier geradlinige Elektromagnete *ABCD* (Fig. 216) wird eine Drathspirale *R* (5,7 Zoll lang, 1,8 Zoll innerer, 4 Zoll äusserer Durch-

Fig. 216.

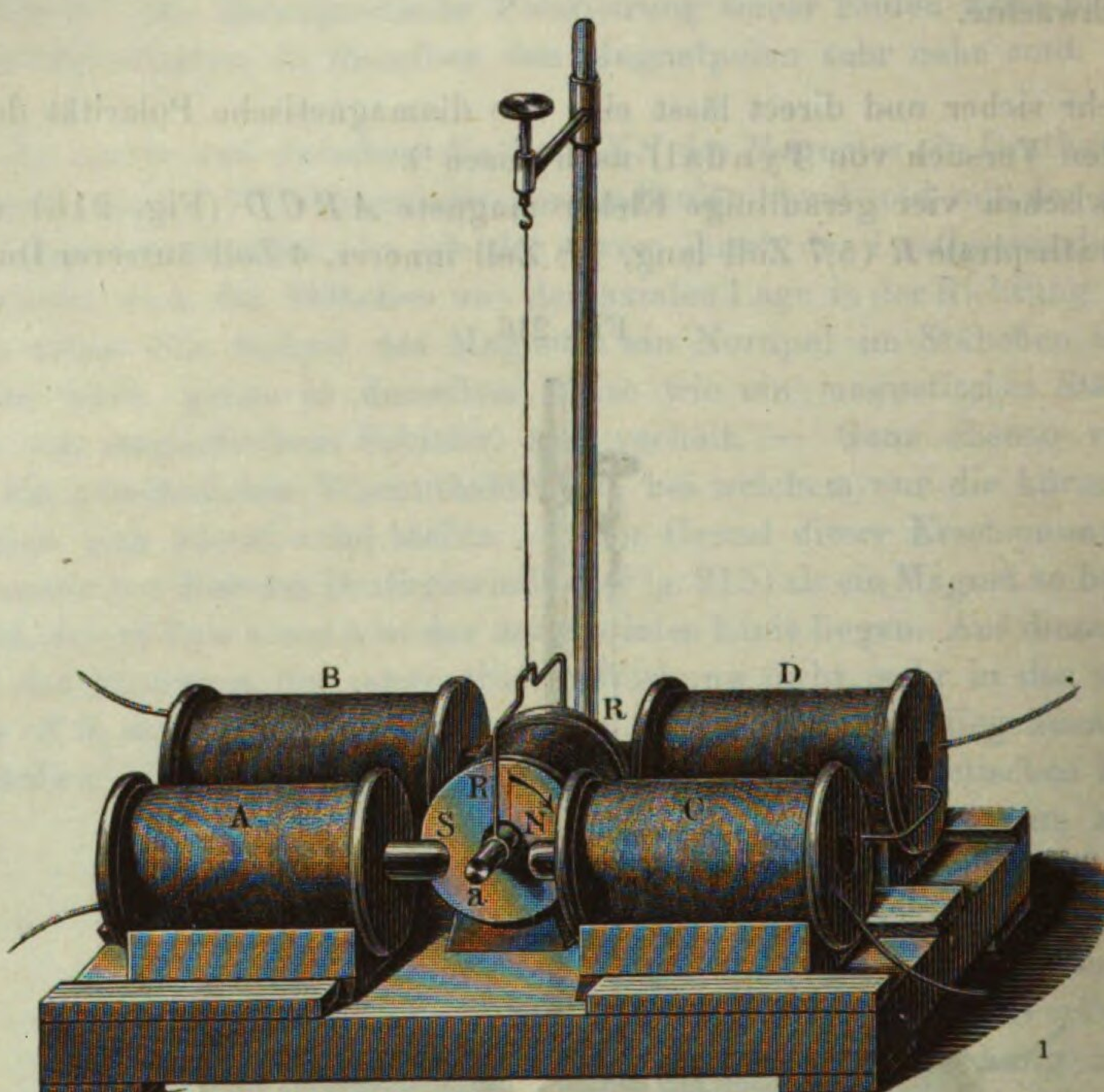


messer, Kupferdrath 0,1 Zoll dick) gelegt und vermittelst eines Bügels von feinem Silberdrath, der an einem oder mehreren Coconfäden befestigt ist, ein Wismuthstab *a* (14 Zoll lang, 1 Zoll dick) eingehängt. Die Elektromagnete werden so durch herumgeleitete Ströme erregt, dass z. B. die beiden gegen den Wismuthstab *a* gekehrten Pole *S* von *A* und *B* gleich-

[1]) Tyndall, Phil. Trans. 1855, p. 24 u. flgde.* Phil. Mag. [4.] Vol. X, p. 268 u. flgde.* Ein ähnlicher Apparat auch Phil. Mag. [4.] Vol. IX, p. 425. 1855.*

namig, z. B. südpolar, die entsprechenden Pole von *C* und *D* beide nordpolar sind. Man leitet nun durch die Spirale *R* einen Strom in der Richtung des Pfeiles, dessen Intensität gegen die Intensität der die Elektro-

Fig. 217.



magnete erregenden Ströme so bedeutend ist, dass die diamagnetische Polarisation des Wismuthstabes durch erstere die Polarisation desselben durch die Elektromagnete überwiegt. Es entsteht dann an dem vorderen Ende des Wismuthstabes ein Nordpol, derselbe bewegt sich gegen den Elektromagnet *A* hin. Ein Eisenstäbchen oder ein Stäbchen von magnetischem Stoff zeigt das entgegengesetzte Verhalten. Durch Umkehrung der Stromesrichtung in der Spirale *R* und in den die Magnete umgebenden Spiralen kann man die Ablenkung des Wismuthstabes beliebig verändern.

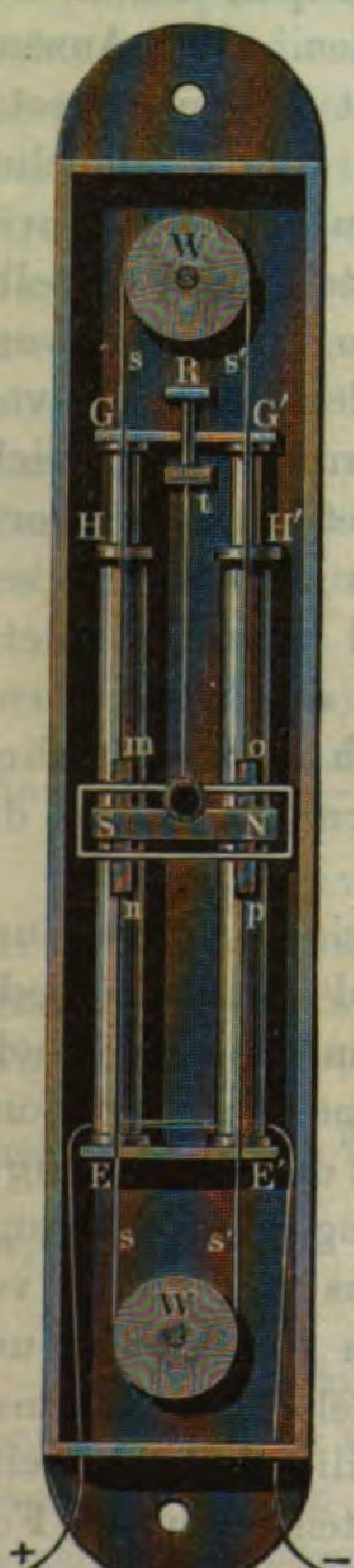
Dieselben Versuche kann man, wenn auch mit etwas geringerer Kraft, auch schon bei Anwendung zweier Elektromagnete *A* und *D* oder *B* und *C* anstellen, wo dann entweder eine Anziehung oder Abstossung der Enden des Wismuthstabes erfolgt, die stets anzeigt, wie seine Polarität die entgegengesetzte von der eines in gleicher Weise aufgehängten Eisenstabes ist. — Auch wenn man die Spirale *R* durch eine kleinere ersetzt, welche man zwischen die parallelepipedischen Polflächen der auf einen Elektromagnet aufgelegten

Halbanker legt und nun in sie ein Wismuthstäbchen oder ein magnetisches Stäbchen, z. B. ein Röhrchen voll Eisenoxyd, hineinhängt, beobachtet man die analogen Resultate, die sich in einer leicht erklärlichen Weise ein wenig abändern, jenachdem man erst die Magnete erregt und dann einen Strom durch die Spirale leitet, oder umgekehrt.

Durch eine andere, ebenso sichere Methode, welche sich auch vor- 442
züglich gut zu messenden Versuchen eignet, hat W. Weber [1]) die diamagnetische Polarität vermittelst des Diamagnetometers nachgewiesen. Wir geben die Beschreibung desselben mit einigen von Weber herrührenden und von Tyndall [2]) beschriebenen Abänderungen.

In einem rechteckigen, an der Wand des Zimmers befestigten Holzkasten (Fig. 218) sind in verticaler Lage zwei Drathspiralen HE und $H'E'$ parallel nebeneinander angebracht. Der innere Durchmesser derselben beträgt etwa 25^{mm}, der äussere 35^{mm}, ihre Länge etwa 500^{mm}. Ihre Axen haben einen Abstand von 90^{mm}. Sie bestehen aus zwei Schichten von je 230 Windungen. Diese Spiralen sind auf messingene Röhren gewickelt, die oberhalb aus den Spiralen herausragen und ein Querstück GG' tragen, an welchem vermittelst mehrerer Coconfäden ein in einer dämpfenden Kupferhülle schwingender Magnet SN hängt, dessen Axe auf halber Höhe der Spiralen sich befindet. Die Spiralen liegen in der durch den magnetischen Meridian gelegten Verticalebene, so dass der Magnet seine Pole denselben zukehrt. Seine Ablenkungen können vermittelst eines an ihm angebrachten Spiegels mit Fernrohr und Scala abgelesen werden.

Fig. 218.



Dem einen Pol des Magnetes wird von Nord oder Süd her ein Magnetstab in der Richtung der Verlängerung seiner Axe mit seinem gleichnamigen Pol gegenübergelegt, und so die Wirkung des Erdmagnetismus zum Theil compensirt, so dass seine Schwingungsdauer sich vergrössert.

Unterhalb und oberhalb der Spiralen befinden sich Holzrollen WW_1 angebracht, deren Durchmesser (110^{mm}) dem Abstand der Axen der Spiralen entspricht. Ueber diese Rollen ist eine durch die Axen der Spiralen hindurchgehende Schnur ss' gezogen, an welcher in den der Mitte der Spiralen entsprechenden Punkten zwei massive oder hohle Cylinder nm und po von

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen, Th. III.* — [2]) Tyndall, Phil. Trans. 1856, Pt. I, p. 237;* vgl. auch Christie, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 577. 1858.*

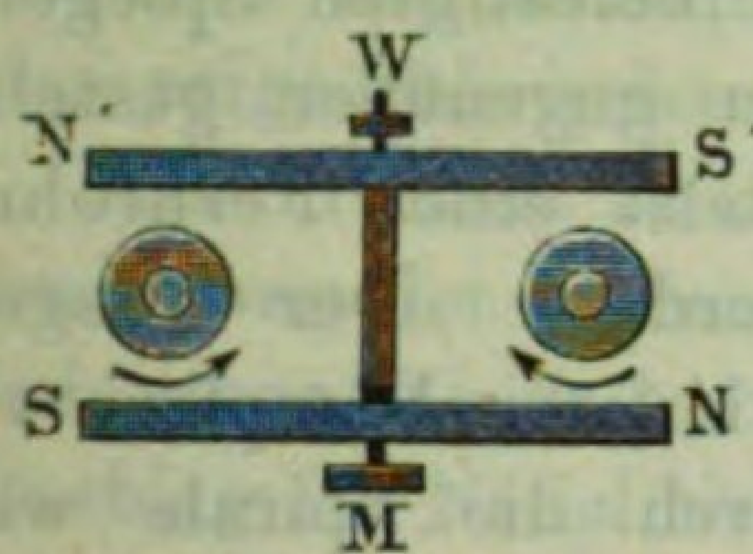
magnetischen oder diamagnetischen Stoffen befestigt sind. Durch einen an der unteren Rolle angebrachten Hebel oder durch einen Schlüssel, welcher bis zu dem am Fernrohr sitzenden Beobachter sich fortsetzt, kann man dieselbe hin- und herdrehen und dadurch bewirken, dass abwechselnd das untere Ende des Cylinders *mn* und das obere Ende des Cylinders *op*, oder das obere Ende von *mn* und das untere von *op* sich in der Ebne der Pole des zwischen den Spiralen aufgehängten Magnetes befindet. Durch beide Spiralen wird vermittelst der Leitungsdräthe ein Strom in entgegengesetzter Richtung geleitet. Wird durch diesen Strom für sich schon der Magnet abgelenkt, so leitet man den Strom noch durch einen mit Drath überwundenen Multiplicatorrahmen, den man dem Magnet so lange in der auf dem Meridian verticalen Ebene nähert, bis er in Ruhe bleibt, wenn man den Strom öffnet und schliesst. Beim Einsenken von Eisenstäbchen in die Spiralen wird daher z. B. das in der Spirale *HE* befindliche Stäbchen oberhalb einen Nordpol, das in der Spirale *H'E'* befindliche daselbst einen Südpol erhalten. Bei Anwendung diamagnetischer Wismuthstäbe wird die Polarität entgegengesetzt sein. Bei dem abwechselnden Heben und Senken der beiden Stäbchen werden daher auch abwechselnd die beiden nordpolaren oder südpolaren Enden derselben den Polen des Magnetes gegenübergestellt und derselbe dadurch abgelenkt. Ist der Magnet in Schwingungen, so kann man, wenn man den Wechsel der Stellungen der Stäbe gerade in den Momenten vornimmt, wo er das Ende seines Schwingungsbogens erreicht hat, leicht seine Elongationen vermindern. So wird der Magnet allmälig beruhigt. Fährt man fort, die Stäbe zu heben und zu senken, so vergrössern sich jetzt die Schwingungsbogen allmälig und erreichen zuletzt ein Maximum, bei welchem die durch die Wirkung der Stäbe verursachte Vergrösserung der Schwingungsweite genau gleich ist der Abnahme derselben durch die Dämpfung der Schwingungen vermöge der in der umgebenden Kupferhülle inducirten Ströme.

Aus je drei Beobachtungen der Stände der Nadel am Anfang und Ende jeder Schwingung kann man ihre Ruhelage und die Weite jedes Schwingungsbogens berechnen, wobei man auf die Dämpfung der Nadel Rücksicht zu nehmen hat. (Vgl. die §. 184 beschriebene Multiplicationsmethode.) Bezeichnet nun λ das logarithmische Decrement der Schwingungen der Nadel, während sie unter dem Einfluss der Dämpfung allein schwingt, ist die Schwingungsweite des *n*ten Schwingungsbogens der Nadel, von der Schwingung an gezählt, welche bei der allmäligen Beruhigung und nachherigen Vergrösserung der Schwingungen der Nadel als die kleinste sich ergiebt, gleich w, so ist die Ablenkung p, welche die Nadel behielte, wenn die Stäbchen mit constanter Polarität auf sie wirkten, nach den Formeln des §. 184:

$$p = \frac{w}{2}\left(\frac{1-e^{-\lambda}}{1+e^{-\lambda}}\right).$$

Für empfindlichere Versuche ersetzt man in dem beschriebenen Apparat den Magnet durch ein in der Horizontalebene schwingendes astatisches System von zwei Magneten *NS* und *N'S'* (Fig. 219), welches mit seinen Polen neben den Spiralen sich befindet. An diesem System ist gleichfalls ein Spiegel *M* und ein denselben äquilibrirendes Gegengewicht *W* angebracht. Durch eine Schraube können die beiden Magnete des astatischen Systems einander genähert und von einander entfernt werden.

Fig. 219.



Die Länge der Magnete beträgt für das oben beschriebene Diamagnetometer 140 bis 150^{mm}, der Abstand ihrer Axen 60^{mm}.

Bei quantitativen Versuchen mit dem Diamagnetometer ist darauf zu achten, dass die Directionskraft des astatischen Systems, welche dasselbe in Folge des Ueberwiegens des Momentes seines einen Magnetes besitzt, nicht unverändert bleibt, wenn man durch die Drathspiralen und den compensirenden Multiplicatorrahmen einen Strom leitet¹). Der Strom im letzteren ändert die Directionskraft unmittelbar, der Strom in ersteren dadurch, dass meist die Windungen auf den Spiralen ungleich vertheilt sind, und so z. B. ihre oberen Enden stärker polar sind als ihre unteren. Dadurch wird dann auf das astatische System bei wechselnder Stromesrichtung eine verschiedene Richtkraft ausgeübt, die sich zu der des Erdmagnetismus addirt oder subtrahirt. Man kann aber die gesammte Directionskraft D stets bestimmen, indem man die Schwingungsdauer T des Systems vor und während des Hindurchleitens von Strömen durch die Spiralen misst. Es ist dann $D = \frac{const.}{T^2}$. 443

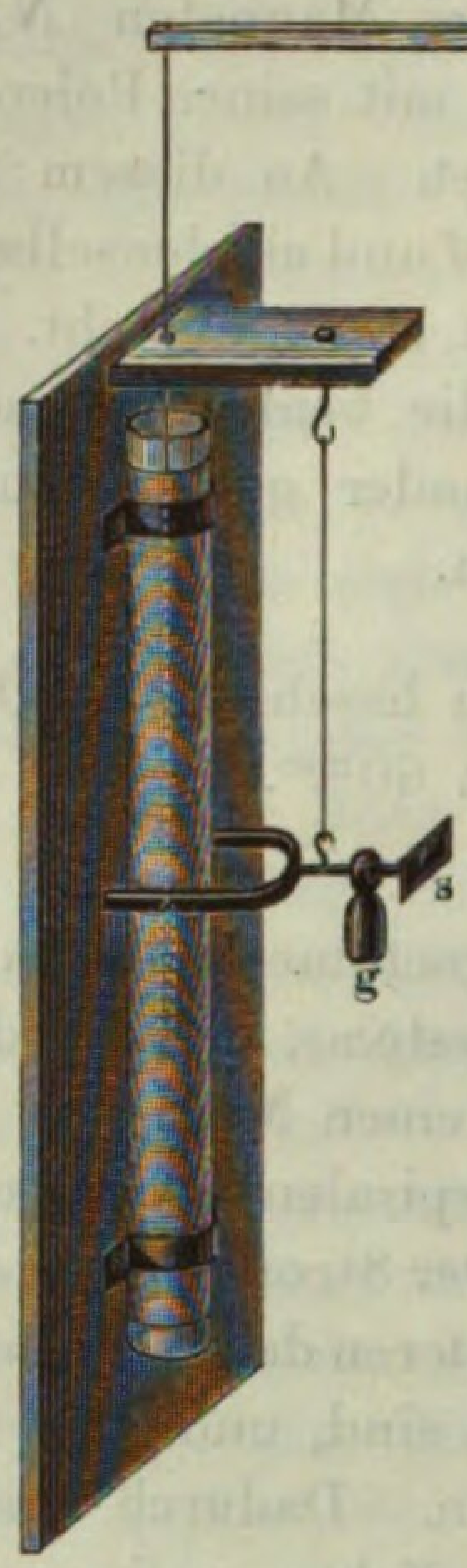
Bei kleineren Ablenkungen des Systems, wie sie stets nur beim Einbringen von verschiedenen Substanzen in die Spiralen beobachtet werden, kann man das magnetische Moment der Substanzen den Ablenkungen selbst direct proportional setzen. Um dann die bei verschieden starken Strömen erhaltenen Werthe vergleichbar zu machen, müssen sie mit $\frac{1}{T^2}$ multiplicirt werden.

Statt der hier beschriebenen Einrichtung des diamagnetischen Apparates kann man auch nur eine perpendiculäre Spirale (Fig. 220 a. f. S.) anwenden und in ihrer Mitte an einigen Coconfäden einen hinten mit einem Gegengewicht g versehenen hufeisenförmigen Magnet so aufhängen, 444

¹) Christie, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 589. 1858;* Arndtsen, ibid. Bd. CIV, S. 588. 1858.*

dass seine beiden entgegengesetzt magnetischen Pole auf beiden Seiten der Spirale sich befinden. Die Stellung dieses Magnetes kann durch einen an ihm befestigten Spiegel s und eine ihm gegenüber gestellte Scala vermittelst eines Fernrohres bestimmt werden. Der Magnet schwebt in einem Dämpfer von Kupfer. Durch die Spirale wird wiederum ein Strom geleitet. Sollte derselbe auf den Magnet ein bestimmtes Drehungsmoment ausüben und ihn aus seiner Lage ablenken, so compensirt man diese Wirkung durch einen Multiplicator, wie bei dem oben beschriebenen Apparat. In der Spirale wird ein magnetischer oder diamagnetischer Stab gehoben und gesenkt, dass bald sein oberes oder sein unteres Ende in der Ebene des Magnetes liegt.

Fig. 220.



445 Bringt man nun in den einen oder anderen der beschriebenen Apparate dünne magnetische oder diamagnetische Stäbe, z. B. Eisenstäbe oder Wismuthstäbe, so müssen die Hebungen der ersteren unter sonst gleichen Verhältnissen gerade in den Phasen der Schwingungen des Magnetes stattfinden, in denen die Senkungen der letzteren erfolgen, und umgekehrt, damit die Schwingungen des Magnetes auf gleiche Art geändert werden. — Es zeigt dies deutlich an, dass die magnetischen und diamagnetischen Körper unter dem Einfluss des Stromes eine entgegengesetzte Polarität annehmen.

Die Spiralen der beschriebenen Apparate sind im Verhältniss zu der Länge der Wismuthstäbe so lang, dass bei dem Heben und Senken derselben die auf sie wirkende elektromagnetische Scheidungskraft sich kaum ändert, und so keine Inductionsströme in denselben inducirt werden, welche die Magnetnadel ablenken könnten.

Giebt man z. B., wie v. Quintus Icilius, der Spirale des zuletzt beschriebenen Apparates eine Länge von 663^{mm}, dem Wismuthstab eine Länge von 195^{mm}, so würde sich bei Hebung und Senkung desselben auf dem von ihm dabei durchlaufenen Raum von 390^{mm} die magnetische Scheidungskraft nur im Verhältniss von 1 : 0,99954 ändern.

Man kann sich, nach v. Quintus Icilius, direct überzeugen, dass die Ablenkung der Magnetnadel beim Heben und Senken der Wismuthstäbe nicht von Inductionsströmen herrührt, die entständen, indem sie dabei

abwechselnd an Stellen ungleich starker Scheidungskraft sich befänden. In diesem Fall müssten nämlich die Inductionsströme und jene Ablenkung bei weitem (bei den Versuchen von v. Quintus Icilius [1]) 4000mal) grösser sein, wenn man die Richtung des Stromes in der Spirale plötzlich wechselte. Dabei zeigt sich indess nur eine sehr schwache Ablenkung der Nadel.

Aendert man ferner die Stellung der Wismuthstäbe nicht bei jeder Schwingung der Nadel, sondern etwa bei jeder zwanzigsten Elongation, so würde, wenn nur die Inductionsströme die Ablenkung bewirkten, nur der erste Ausschlag der Nadel sich ändern, der aus den aufeinanderfolgenden Elongationen nach einmaliger Aenderung der Stellung der Wismuthstäbe berechnete mittlere Stand der Nadel ungeändert bleiben. Dennoch bemerkt man deutlich eine solche Aenderung, welche gerade entgegengesetzt ist der, welche durch einen in die Spiralen geschobenen Eisenstab bewirkt wird.

Aendert man ferner die Stromesrichtung, so ändert sich auch die Richtung der Ablenkung des mittleren Standes der Magnetnadel, und zwar ist das jetzt auf dieselbe von den diamagnetischen Wismuthstäben ausgeübte entgegengesetzte Drehungsmoment nahezu dasselbe wie das frühere. (Bei den Versuchen von v. Quintus Icilius betrugen diese Drehungsmomente z. B. + 2,6 und — 3,0). Man muss bei der Berechnung desselben indess berücksichtigen, dass mit der Umkehr des Stromes der durch den Compensationsrahmen gehende Stromtheil auch auf die Nadel einwirkt und wenn auch nicht immer ihren Stand, so doch ihre Directionskraft und Schwingungsdauer verändert.

Wird endlich an Stelle des Wismuthstabes ein Kupferstab angewendet, dessen diamagnetische Abstossung zwischen den Polen eines Elektromagnetes viel schwächer als die des Wismuthstabes ist, so ergiebt sich fast gar keine Wirkung auf die Magnetnadel. Die etwa vorhandene Wirkung ist auch unabhängig von der Richtung des Stromes in der Spirale, ja sie tritt sogar zum grossen Theil auch dann auf, wenn gar kein Strom die Spirale durchfliesst. Sie ist also nur zum geringeren Theil abhängig von der Induction von Strömen im Kupferstab durch den Strom in der Spirale und namentlich in dem Compensationsrahmen; zum grösseren durch die Induction durch den Magnet selbst. Diese letztere Induction bemerkt man bei dem schlecht leitenden Wismuth nicht.

Noch deutlicher zeigt sich dies bei den Versuchen von Tyndall [2]) 446
unter Anwendung des Diamagnetometers mit zwei Spiralen und dem astatischen System. Wurden in demselben bei Anwendung von 2 bis 4 Grove'schen Elementen Cylinder von Wismuth von 75^{mm} Länge und 17,5^{mm} Durchmesser gehoben und gesenkt, so nahm nach jeder Aenderung der Stellung der Cylinder das astatische System constant verschiedene Ein-

[1]) v. Quintus Icilius, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 81. 1855.* — [2]) Tyndall, Phil. Trans. 1856. Pt. I, p. 243;* Phil. Mag. [4.] Vol. XII, p. 161.*

stellungen an. Stand der Cylinder links mit seinem unteren, der rechts mit seinem oberen Ende in der Ebene des Systems (Stellung I), standen die entgegengesetzten Enden der Cylinder in derselben Ebene (Stellung III), oder waren die Mitten der Stäbe in dieser Ebene (Stellung II), so betrugen unter Anderem die vermittelst der Spiegelablesung beobachteten constanten Stellungen des astatischen Systems in Graden der Scala:

	2 Elemente	3 Elemente	4 Elemente	Strom umgekehrt
Stellung I. .	450	439	425	764
Stellung II. .	462	450	437	742
Stellung III. .	473	462	448	704

Bei umgekehrter Stromesrichtung kehrt sich also die Ablenkung des astatischen Systems um. Die Richtung derselben ergab wiederum direct, dass die Polarität des Wismuths der der magnetischen Stoffe entgegengesetzt ist. Dass bei diesen Versuchen die Ablenkungen nicht mit der Stromintensität wachsen, liegt an der gleichzeitig erfolgenden Vermehrung der Directionskraft des astatischen Systems (vgl. §. 443).

Auch Wismuthpulver, welches vorher bis zur Bildung einer Oxydhaut an der Luft erhitzt war, so dass keine Leitung durch seine Masse hindurch stattfand, wurde in Glasröhren von 76^{mm} Länge und 17,7^{mm} Durchmesser in die Spiralen eingehängt. Die constanten Ablenkungen des Magnetes betrugen:

	Stellung I	II	III
	640	625	596
Strom umgekehrt	230	245	260

Bei Anwendung von gut leitenden, massiven Kupfercylindern ergaben sich dagegen die Ablenkungen nur:

	Stellung I	II	III
Ablenkung . . .	754	754	755

Ebenso verhielten sich Cylinder von Kupferpulver, welches vorher an der Luft oxydirt war.

Obgleich also das Kupfer so sehr viel besser leitet, zeigt es in Folge seiner schwach magnetischen und diamagnetischen Eigenschaften kaum eine Einwirkung. Die Möglichkeit des Einflusses von Inductionsströmen ist also ausgeschlossen. — Cylinder von Silberscheiben (Geldstücke) geben dagegen eine bedeutende magnetische Wirkung. — Auch bei Isolatoren erhielt Tyndall die entsprechenden Resultate. Die Ablenkungen in den Stellungen I und III waren stets entgegengesetzt bei magnetischen und diamagnetischen Stoffen. Die pulverförmigen und flüssigen Stoffe waren

bei den Versuchen in dünne Glasröhren eingeschlossen. — Es ergaben sich die Ablenkungen:

1. Diamagnetische Stoffe:

Cylinder von:	Länge	Durchmesser	Stellung I	II	III
Kalkspath	75mm	17,7mm	699,5	698,5	697,5
Phosphor	87,5	16	670	668	666
Schwefel	152	17,7	658,5	657	655
Wachs	100	17,7	624,5	—	623
Destillirtes Wasser .	100	16,2	605	603	601
Schwefelkohlenstoff .	100	16,2	631	629	626
Salpeter	87,5	17,7	648,5	—	647

2. Magnetische Stoffe.

Cylinder von:	Länge	Durchmesser	Stellung I	II	III
Eisenchloridpulver. .	95mm	12,5mm	185	—	990
Eisenvitriol	138	17,7	510	600	700
Kaliumeisencyanid. .	138	16,2	610	630	655
Pulver von kohlensaurem Eisenoxydul .	100	12,5	185	620	740
Lösung von Eisenvitriol	100	16,2	548	600	648
„ „ Nickelchlorid	90	16,2	605	632	650
„ „ Cobaltchlorid	90	16,2	630	645	660

Ganz analoge Versuche haben Matteucci [1]) ebenfalls dazu geführt, die diamagnetische Polarität der diamagnetischen Körper anzuerkennen, welche er früher bezweifelt hatte.

Weber [2]) hat die entgegengesetzte Polarisirung des Wismuths und Eisens noch durch folgenden Versuch gezeigt: Auf den kreisförmigen Pol eines Elektromagnetes von 50mm Durchmesser wird eine Spirale von 300 Meter Kupferdrath von 2/3mm Dicke gestellt und ihre Enden werden mit den Enden des Multiplicatordrathes eines sehr empfindlichen Spiegelgalvanometers verbunden. Wird in die Spirale ein Eisenstäbchen gesenkt, so wird dasselbe durch den Magnet magnetisirt und dadurch in der Spirale ein Strom inducirt, der eine Ablenkung der Galvanometernadel zur Folge hat. Wird ein Wismuthstab an Stelle des Eisenstabes in die Spirale eingeschoben, so zeigt sich die entgegengesetzte Ablenkung. Es hat also das Wismuth eine entgegengesetzte magnetische Polarität erlangt wie das 447

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. T. LVI, p. 197. 1859.* — [2]) W. Weber, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 241. 1848.*

Eisen. — Man könnte bei diesem Versuch vermuthen, dass das Resultat nur durch Inductionsströme bedingt wäre, welche in dem Wismuthstab beim Annähern an den Magnetpol inducirt würden, und welche neue Inductionsströme in der umgebenden Spirale inducirten. Indess würde dann ein Kupferstab an Stelle des Wismuthstabes, welcher sehr viel schwächere magnetische Eigenschaften zeigt als Wismuth, in welchem sich aber die Inductionsströme wegen seiner bedeutend besseren Leitungsfähigkeit in viel grösserer Intensität entwickeln, eine viel stärkere Ablenkung des Magnetspiegels hervorrufen müssen als der Wismuthstab, und dies ist durchaus nicht der Fall.

Ganz ähnliche Versuche hat Faraday angestellt und dabei die Ablenkung der Nadel seines Galvanometers verstärkt, indem er rhythmisch zu ihren Schwingungen durch einen Hebel die Metallstäbchen abwechselnd in die vor den Magnet gebrachte Spirale einsenkte und herauszog, und die dabei entstehenden entgegengesetzt gerichteten Inductionsströme durch einen Commutator stets in gleicher Richtung durch das Galvanometer leitete. Da die Intensität der Ströme ausser beim Eisen völlig von der Leitungsfähigkeit des in die Spirale geschobenen Körpers abhing, so dass ein Kupferstab bedeutende, Kupferfeilicht keine Ablenkungen der Galvanometernadel hervorrief, so glaubte er, die Inductionsströme in der Spirale wären nur secundär durch die Ströme erzeugt, welche direct durch den Magnet in den ihm genäherten magnetischen und diamagnetischen Körpern inducirt werden [1]).

448 Um diesen Einwänden ganz zu entgehen, hat Weber zum Nachweis der Polarität der diamagnetischen Körper vermittelst der Inductionsströme noch folgende verbesserte Methode angewandt:

Eine Spirale, die Magnetisirungsspirale, von Kupferdrath von $2,3^{mm}$ Dicke, welcher in 8 Lagen zu je 120 Windungen aufgewunden war, wurde in otswestlicher Richtung in horizontaler Lage befestigt. Ihre Länge betrug 383^{mm}, ihr innerer Durchmesser $23,9^{mm}$, ihr äusserer Durchmesser 70^{mm}. Durch diese Spirale wurde ein Strom von 8 Bunsen'schen Elementen geleitet. In einiger Entfernung von dem Ende derselben in der Verlängerung ihrer Axe befand sich eine Boussole, deren Nadel durch ihre Ablenkung die Richtung und Intensität des Stromes angab. In die Spirale war eine zweite von gleicher Länge, die Inductionsspirale, eingeschoben, deren innerer und äusserer Durchmesser resp. 19 und 23^{mm} betrug. Sie bestand aus 3 Lagen von je 294 Windungen von 1^{mm} dickem, mit Seide übersponnenem Kupferdrath. Diese Spirale war so gewunden, dass die Richtung der Windungen auf der einen Hälfte ihrer Länge entgegengesetzt war der Windungsrichtung auf der anderen Hälfte derselben. Es wurde dadurch erreicht, dass, wenn sich auch die Intensität des Stromes in der Magnetisirungsspirale änderte, die in beiden Hälften der In-

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXIII, §. 2640*' u. flgde.

ductionsspirale erzeugten Inductionsströme sich gegenseitig aufhoben. In diesen beiden Spiralen befand sich ein Wismuthcylinder von 186^{mm} Länge und 339,3 Grm. Gewicht. Derselbe war durch einen Holzstab mit der Kurbel eines Rades verbunden, welches durch ein Schwungrad in Umdrehung versetzt wurde. Er wurde bei der Drehung des letzteren auf einer Bahn von nur $58{,}2^{mm}$, und zwar in einer Secunde 10,58 Mal hin- und hergeschoben. Auf dem Rade befand sich ein Commutator, zu dem die von der Inductionsspirale kommenden Dräthe führten, und von dem andere Dräthe zu einem Spiegelgalvanometer geleitet waren. Wird der Wismuthcylinder durch die Drehung des Schwungrades hin- und hergezogen, so entstehen in jeder Windung der beiden Hälften der Spirale entgegengesetzt gerichtete Inductionsströme, da sich bei der diamagnetischen Polarisirung des Cylinders durch den Strom der Magnetisirungsspirale in der einen der Nordpol, in der anderen der Südpol gleichzeitig hin- und herbewegt. Durch die entgegengesetzte Richtung der Windungen beider Hälften addiren sich diese Ströme zu einem gemeinschaftlichen Strom, der zum Galvanometer geführt wird. Da nun aber die Richtung der Inductionsströme wechselt, wenn der Wismuthcylinder seine Bewegungsrichtung wechselt, so muss der Commutator auf dem Rade so gestellt sein, dass die Stromesrichtung in den zum Galvanometer führenden Dräthen umgekehrt wird, während sich der Cylinder in seinen beiden äussersten Lagen befindet. Dann sind alle durch das Galvanometer fliessenden Inductionsströme gleich gerichtet. Ein zweiter Commutator gestattete der Controle halber, diese Richtung auch noch umzukehren. Die Magnetisirungsspirale ist gegen den Wismuthcylinder und seine Verschiebungen so lang, dass die auf ihn in jeder Lage wirkende elektromagnetische Scheidungskraft als constant angesehen werden kann. Wird nun der zweite Commutator am Ende jeder Schwingung des Magnetes im Galvanometer umgelegt, so erreicht der Magnet bald eine constante Elongation, indem die Dämpfung seinen weiteren Ausschlägen entgegenwirkt. Da die Inductionsströme in grosser Zahl (n) während einer Oscillation auf einander folgen, so wirken sie wie ein constanter Strom unter Anwendung der Multiplicationsmethode. Man kann daher nach den Formeln des §. 184 aus dem Grenzwerth x der Schwingungsweite den constanten Ausschlag p berechnen, den der Magnet erhielte, wenn die Inductionsströme stets in gleicher Richtung auf ihn wirkten. Wird nun ein Eisenstab an Stelle des Wismuthstabes in die Spirale gebracht, aber wegen seiner starken Wirkung nur jedesmal hin- und hergezogen, wenn der Magnet die Ruhelage passirt, so kann man mit Hülfe der Formeln des §. 184 und §. 185 und auch §. 212 die Wirkung der Bewegung des Wismuthstabes auf den Werth reduciren, den sie erhielte, wenn derselbe nur wie der Eisenstab bewegt worden wäre, (also der durch ihn erzeugte Inductionsstrom nur den nten Theil der Zeit, und zwar stets am Anfang des unter dem Einfluss der Dämpfung schwingenden Magnetes gewirkt hätte). Man muss den Grenzwerth x der Ausschläge mit

$$\frac{\sqrt{\pi^2+\lambda^2}}{1-e^{-\lambda}} e^{-\frac{\lambda}{\pi} arc\, tg \frac{\pi}{\lambda}}$$

multipliciren, wo λ das logarithmische Decrement der Schwingungen des Magnetes ist. So fand Weber die Wirkungen der gleichartigen Bewegungen des Wismuthstabes und eines Eisenstabes von 790,86 Mgr. Gewicht und derselben Länge wie der Wismuthstab gerade entgegengesetzt, wie dies aus der entgegengesetzten Polarität derselben folgt. Das Verhältniss der Wirkungen war:

1 : 1064,5.

Wären die Inductionswirkungen den Gewichten proportional, so verhielten sich die Intensitäten der durch gleiche Wismuth- und Eisenstäbe inducirten Ströme wie 1 : 456700, welches Verhältniss nach verschiedenen Correctionen sich auf 1 : 1731560 reducirt[1]).

449 Durch diese Versuche ist ganz unzweifelhaft nachgewiesen, dass das entgegengesetzte Verhalten der magnetischen und diamagnetischen Körper auf einer entgegengesetzten Polarität beruht, welche in denselben durch die Einwirkung der Magnetpole erzeugt wird.

Wir haben schon wiederholt auseinandergesetzt, dass man das Verhalten magnetischer Körper aus der Annahme von Molekularmagneten ableiten kann, welche in denselben präexistiren und durch die Einwirkung magnetisirender Kräfte so gerichtet werden, dass sie ihren Nordpol dem Südpol des wirkenden Magnetes zukehren. An die Stelle jener Molekularmagnete können wir permanente Molekularströme setzen, welche die einzelnen Moleküle in der auf der magnetischen Axe derselben senkrechten Ebene umfliessen. Wollten wir die gleiche Annahme bei diamagnetischen Körpern machen, so würde niemals in denselben durch äussere magnetische Kräfte eine Polarität erzeugt werden können, die der der magnetischen Körper entgegengesetzt gerichtet ist. — Vielmehr müssen wir die Hypothese machen, dass die diamagnetische Polarität erst im Moment der magnetischen Einwirkung von aussen in den Molekülen entsteht. Am zweckmässigsten würden wir dieselbe wiederum auf Molekularströme zurückführen. Nun wissen wir aber, dass jedesmal, wenn ein galvanischer Strom in einem Leiter entsteht oder ein von einem Strom durchflossener Leiter einem zweiten Leiter genähert wird, in diesem letzteren ein momentaner Strom inducirt wird, welcher dem Strom im ersten Leiter entgegengerichtet ist. Dieselbe Inductionswirkung kann durch einen Magnet geleistet werden, den wir uns durch seine Molekularströme ersetzt denken. — Können wir nun mit Weber[2]) annehmen, dass bei der Annäherung eines Stromesleiters oder eines Magnetes an einen diamagnetischen Körper auch

[1]) Vgl. Weber, Maassbestimmungen Th. III, S. 506 u. flgde.* — [2]) Weber, l. c. S. 545.*

Strömeinducirt werden, welche um die einzelnen Moleküle desselben circuliren und den Strömen im Leiter oder Magnet entgegengerichtet sind, so würde im Moment der Annäherung jedes Molekül des diamagnetischen Körpers eine entgegengesetzte Polarität erhalten, wie die des genäherten Magnetes, und es würde eine Abstossung der diamagnetischen Körper durch die Wechselwirkung der Ströme stattfinden. — Um die dauernde Polarität derselben zu erklären, müssten wir ferner annehmen, dass die inducirten Molekularströme fortbestehen, so lange die magnetische Einwirkung von aussen dauert. Sie dürfen sich nur in bestimmten geschlossenen Bahnen um die Moleküle bewegen, in denen sie keinen Widerstand erfahren, während dies in allen anderen Richtungen der Fall ist, und dürfen aus diesen Bahnen weder für sich durch die äusseren Kräfte abgelenkt werden, noch in Folge derselben sich mit den Molekülen drehen können, da sonst durch diese Drehung wiederum die gewöhnliche magnetische Polarität hervorgerufen würde.

Wenngleich diese Theorie noch manche Schwierigkeiten darbietet, 450
so scheint sie doch bis jetzt die einzige zu sein, welche die Thatsachen am genügendsten und vollständigsten erklärt.

Zunächst folgt aus derselben unmittelbar der von Faraday ausgesprochene Satz, dass magnetische Körper in dem Felde der magnetischen Thätigkeit stets von Oertern schwächerer magnetischer Wirkung zu Oertern stärkerer magnetischer Wirkung, und umgekehrt diamagnetische Körper von Oertern stärkerer magnetischer Wirkung zu denen schwächerer Wirkung sich begeben.

Es werde in einem sehr kleinen magnetischen, der Einwirkung der magnetischen Kräfte ausgesetzten Körper ein Nord- (N) und ein Südpol (S) erregt, deren Abstand $\delta\varsigma$, deren magnetische Fluida $\pm\mu$ seien. Die Coordinaten beider Pole seien x, y, z und $x+\delta x$, $y+\delta y$, $z+\delta z$. Bezeichnen wir die Potentialfunction der magnetischen Kräfte auf N mit V, die auf S mit V_1, so ist

$$V = f(x, y, z) \qquad 1.$$

$$V_1 = f(x+\delta x,\, y+\delta y,\, z+\delta z) = V + \frac{dV}{dx}\delta x + \frac{dV}{dy}\delta y + \frac{dV}{dz}\delta z.$$

Die Componente der magnetischen Wirkung auf den magnetisirten Körper nach der Richtung der x ist demnach

$$X_1 = \left(-\frac{dV}{dx} + \frac{dV_1}{dx}\right)\mu. \qquad 2.$$

Bezeichnen wir die Componenten der auf jede Einheit der magnetischen Masse in N wirkenden Kräfte R mit X, Y, Z, so ist

$$X = \frac{dV}{dx},\quad Y = \frac{dV}{dy},\quad Z = \frac{dV}{dz}. \qquad 3.$$

Setzen wir dies in den Werth von V_I ein, so ergiebt sich aus Gl. 2:

$$X_I = \mu \frac{d(X\delta x + Y\delta y + Z\delta z)}{dx}. \qquad 4.$$

Da die Richtung $\delta\varsigma$ der magnetisirenden Kraft R parallel sein muss, so ist

$$X\delta x + Y\delta y + Z\delta z = R\delta\varsigma,$$

$$\text{also } X_I = \mu\delta\varsigma \frac{dR}{dx}. \qquad 5.$$

Ebenso ergiebt sich $Y_I = \mu\delta\varsigma\frac{dR}{dy}$, $Z_I = \mu\delta\varsigma\frac{dR}{dz}$.

Der kleine magnetisirte Körper wird sich also nach den verschiedenen Richtungen mit Geschwindigkeiten fortbewegen, die den Differentialquotienten $\frac{dR}{dx}, \frac{dR}{dy}, \frac{dR}{dz}$, d. h. der Zunahme der magnetischen Kraft R in jenen Richtungen entsprechen, und sich so von Oertern schwächerer magnetischer Einflüsse zu denen stärkerer begeben. Da bei diamagnetischen Körpern die Polarität die entgegengesetzte ist wie bei magnetischen, so gilt für die Bewegung derselben die obige Entwickelung gleichfalls, nur sind die Formeln mit dem entgegengesetzten Vorzeichen zu versehen. Dann bewegt sich also der diamagnetische Körper in den Richtungen fort, in denen die magnetische Kraft abnimmt, und mit Geschwindigkeiten, die dieser Abnahme proportional sind [1]).

Am schnellsten wird der magnetische oder diamagnetische Körper sich zu den Oertern stärkeren oder schwächeren magnetischen Einflusses in den Richtungen bewegen, in denen die magnetische Kraft sich am schnellsten ändert, also in den Linien, welche auf den Flächen gleichen magnetischen Potentials vertical stehen.

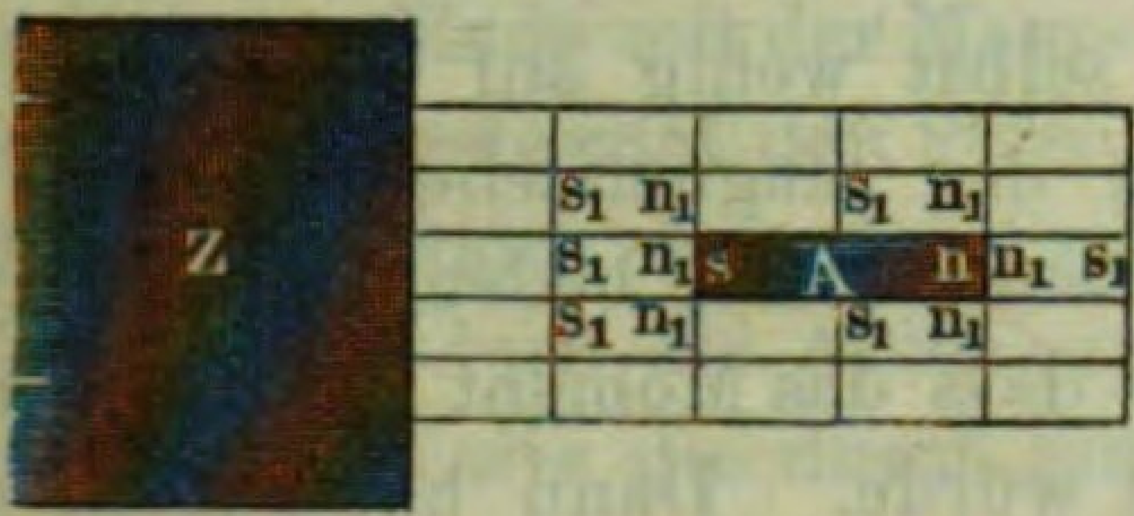
Man hat also nur nöthig, in jedem gegebenen Falle, wenn ein Körper in das Magnetfeld gebracht wird und sich magnetisch oder diamagnetisch polarisirt, die Resultanten der Wirkungen der Magnetpole auf seine polaren Enden zu berechnen, um so seine jedesmalige Bewegung zu bestimmen.

451 Auch das Verhalten der Körper in Medien von stärkerem oder schwächerem Magnetismus oder Diamagnetismus vor den Magnetpolen erklärt sich ohne Weiteres. In dem Körper A (Fig. 221) werde durch den Magnetpol Z die Polarität in der Richtung ns erregt. Befindet sich nun A in einem Medium von gleicher magnetischer Beschaffenheit, so werden in allen ihm anliegenden Theilen desselben die Polaritäten im gleichen

[1]) Van Rees, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 434. 1853;* vgl. auch Thomson, Phil. Mag. [3.] Vol. XXXVII, p. 241. 1850;* [4.] Vol. IX, p. 246. 1855;* Pogg. Ann. Bd. LXXXII, S. 245.*

Sinn erregt. Neben den Pol s legt sich ein entgegengesetzter Pol n_I. Ist

Fig. 221.



das umgebende Medium stärker polarisirbar als A, so ist die Polarität von n_I stärker als die von s, an der Grenze von s und n findet sich ein Ueberchuss von freiem n-Magnetismus. Ist sn und die Flüssigkeit magnetisch, Z ein Nordpol, so überwiegt die Abstossung gegen n_I über die Anziehung gegen s; die Flüssigkeit in n_I wird gegen s gedrückt. Ist sn ein wenig aus der axialen Lage gedreht, so wird es durch diesen Druck in die äquatoriale Lage übergeführt. Umgekehrt verhält sich ein diamagnetisches Stäbchen in einer stärker diamagnetischen Flüssigkeit.

E. Becquerel[1]) wollte das eben betrachtete verschiedene Verhalten 452
der Körper durch die Uebertragung des Archimedischen Princips auf die magnetischen Erscheinungen erklären, indem er meinte, alle Körper seien gleichmässig magnetisch; befänden sie sich zwischen den Magnetpolen in einem Medium, welches im gleichen Volum schwächeren Magnetismus besässe als sie selbst, so würden sie zu den Magnetpolen hingezogen, wäre das umgebende Medium stärker magnetisch, so würden sie durch die stärkere Anziehung desselben aus der Nähe der Magnetpole vertrieben, also scheinbar von denselben abgestossen, ganz analog wie ein Körper, der, specifisch schwerer, in einer Flüssigkeit nach unten sinkt, ein Körper, der leichter ist, sich in derselben entgegen dem Zuge der Schwerkraft nach oben bewegt. Dann müsste aber offenbar z. B. Wismuth weniger, Eisen stärker magnetisch sein als der luftleere Raum, und so letzterer in der Reihe der Körper eine bestimmte Stellung einnehmen, die ihm durch besondere specifische Eigenschaften angewiesen wäre.

Diese Erklärung ist durch den Nachweis der diamagnetischen Polarität widerlegt.

Ferner wird eine Annahme von v. Feilitzsch[2]) widerlegt, nach der 453
das Wesen des Diamagnetismus darin zu finden wäre, dass z. B. in einem diamagnetischen Stab von Wismuth die magnetische Polarisirung der einzelnen Moleküle unter Einfluss eines Magnetes oder beim Einschieben in eine vom Strom durchflossene Spirale gerade in derselben Weise vor sich ginge wie in den magnetischen Körpern, z. B. Eisen; nur sollte in jenem das magnetische Moment gegen die Enden des Stabes hin zunehmen, während es beim Eisen abnimmt. Der Grund hiervon sollte der sein, dass mit der Entfernung von den Magnetpolen die die Theilchen der mag-

[1]) l. c. — [2]) v. Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. LXXXII, S. 90. 1851;* Bd. LXXXVII, S. 206. 1852;* Bd. XCII, S. 366. 536. 1854.*

netischen und diamagnetischen Körper polarisirende Kraft abnimmt, und so in der Mitte eines axial liegenden Stabes das direct erzeugte magnetische Moment der Theilchen geringer wäre als an den Enden. In den diamagnetischen Körpern würden die Theilchen selbst wenig auf einander wirken und so jenes Verhalten beibleiben; in den magnetischen aber würde die gegenseitige Richtkraft der Theilchen aufeinander bedeutend sein und hierdurch das Verhalten sich umkehren, so dass das Moment der Theilchen in der Mitte des Stabes am bedeutendsten würde. Dann hätte z. B. ein Wismuthstab zwischen den Magnetpolen nur an den Endflächen die gleiche magnetische Polarität wie ein Eisenstab, dagegen wären die magnetischen Wirkungen der ganzen übrigen Stellen seiner beiden Hälften nach aussen denen des Eisenstabes gerade entgegengesetzt. Ueberwöge nun diese letztere Wirkung, so sollte der Stab von den Magnetpolen abgestossen werden und sich äquatorial einstellen. Hierbei könnte indess doch, ohne dass die mittleren Theilchen des Stabes entgegengesetzt polarisirt wären, wie die an den Enden, niemals der freie Magnetismus an den Enden kleiner sein als der entgegengesetzte freie Magnetismus auf den übrigen Theilen des Stabes. — v. Feilitzsch wollte sogar die gleichartige Polarisirung des Wismuths und Eisens nachweisen, indem er einer Magnetnadel gegenüber, in der gegen den Meridian senkrechten Richtung, eine vom Strom durchflossene Spirale aufstellte und in sie einen Wismuthstab einschob. Die Nadel wurde ebenso aus ihrer Stellung abgelenkt, als wenn der eingeschobene Stab ein Eisendrath gewesen wäre. Diese Wirkung könnte daher rühren, dass der durch den Strom erwärmte Drath der Spirale durch den Wismuthstab abgekühlt wird, und so seine Leitungsfähigkeit und die Intensität des Stromes in ihm zunimmt. Deshalb tritt die Ablenkung der Nadel auch erst einige Zeit nach dem Einschieben des Wismuthstabes in die Spirale hervor. Die dem Eisen gleichartige Polarität eines Wismuthstabes sollte nach v. Feilitzsch namentlich dann hervortreten, wenn man durch Verstärkung des Stromes in den die Mitte des Stabes umgebenden Theilen der Spirale, welche dabei aus mehreren Abtheilungen besteht, oder auch durch dickere Ueberwickelung der mittleren Theile mit den Drathwindungen die auf diese Theile wirkenden magnetischen Kräfte verstärkt und so die beim Eisen durch die gegenseitige Einwirkung der Theilchen verstärkte Polarität der mittleren Theilchen durch die Anordnung der äusseren Kräfte beim Wismuth ebenfalls herstellt. Indess auch hier hat v. Quintus Icilius[1]) das Gegentheil der Behauptung von v. Feilitzch nachgewiesen, indem er die mit einer Spirale umwundene Röhre des Weber'schen diamagnetischen Apparates (§. 444) durch eine ebenso lange aufgeschlitzte Messingröhre ersetzte, auf die zwei 170^{mm} lange Drathspiralen von je 190 Umwindungen so aufgewunden waren, dass sie in der Mitte des Messingrohrs 25^{mm} von einander standen. Durch Heben und Senken der neben der Röhre schwingenden hufeisenförmigen Magnetnadel konnte man

[1]) l. c.

sie so einstellen, dass der durch beide Spiralen in gleichem Sinne geleitete Strom ihren Stand nicht änderte. In der Röhre wurde ein Wismuthstab wie früher so gehoben und gesenkt, dass abwechselnd sein oberes und sein unteres Ende mit der Magnetnadel in einer Ebene stand. Obgleich indess hierbei das jedesmal den Polen der letzteren gegenüberstehende Ende des Stabes viel weiter von den Spiralen entfernt war als das andere fernere Ende, blieb doch die Ablenkung der Nadel dieselbe, wie früher, und entgegengesetzt wie die durch einen dünnen Eisendrath von gleicher Länge wie der Wismuthstab bewirkte Ablenkung.

Wir haben hier noch in Kürze einer von Faraday[1]) vorzüglich aufgestellten Ansicht zu erwähnen, nach der die Wirkung der Magnete in einer anderen Weise aufgefasst wird, wie sonst gebräuchlich. 451

Betrachten wir die in die Ferne hin ausgeübten Wirkungen der Körper, so unterscheiden wir zwei wesentlich verschiedene Kraftäusserungen derselben. Die einen sind bedingt durch Anziehungskräfte wie die der allgemeinen Gravitation. Wir haben zu diesen bisher auch die elektrischen und magnetischen Kräfte gerechnet, obgleich sich bei letzteren keine indifferente Anziehung, sondern ein polares Auftreten von Anziehungs- und Abstossungskräften zeigt. Diese Kräfte wirken unverändert nach demselben Gesetz der Entfernung zwischen den einzelnen Theilen zweier schwerer, elektrischer oder magnetischer Körper, wenn auch zwischen sie ein dritter Körper gebracht wird, dessen Einwirkung sich zu der der ersten beiden Körper addirt, wobei freilich durch Influenz z. B. die Magnetisirung oder elektrische Ladung der Körper oder ihrer einzelnen Theile geändert wird. — Es wäre deshalb irrig, wenn man z. B. bei der Magnetisirung eines hohlen Cylinders durch eine hineingesenkte Spirale, in der sich ein Eisenkern befindet, eine Verhinderung der magnetisirenden Wirkung der einen Seite der Spirale auf die diametral gegenüberliegenden Theile des Cylinders durch den Eisenkern annehmen wollte (vgl. §. 299).

Die zweiten Wirkungsäusserungen der Körper bestehen in einer Fortpflanzung von Bewegung (lebendiger Kraft) durch ein den Raum erfüllendes Medium von Theilchen zu Theilchen; so verhält sich z. B. die Fortpflanzung des Lichtes durch den Lichtäther von einem Körper zum anderen. Diese Wirkungsäusserungen werden durch Zwischenstellung eines dritten Körpers zwischen die beiden ersten wesentlich gehemmt.

Während bei den in die Ferne wirkenden Kräften bisher noch durchaus nicht nachgewiesen werden kann, dass eine bestimmte Zeit vergeht, innerhalb deren sich die Wechselwirkung der Körper aufeinander her-

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XIX. §. 2149; Ser. XXVI. §. 2797 u. folgde.; Ser. XXVIII, XXIX.; Proceed. Roy. Instit. 23. Jan. 1852; Exp. Res. Vol. III, p. 402. 407. 528* u. an anderen Orten; ähnlich auch Hankel, Pogg. Ann. Bd. LXXV, S. 110. 1848.*

stellt, ist bei den Fortpflanzungen der Bewegung des Lichtes eine solche Zeit nachgewiesen worden.

Faraday ist nun geneigt, auch bei den magnetischen Erscheinungen eine Fernewirkung ohne vermittelndes Medium auszuschliessen. Ohne eine bestimmte Vorstellung auszusprechen, aber doch wohl geleitet von der Idee einer von den Magnetpolen ausgehenden, auf irgend eine Weise fortgepflanzten Thätigkeit, nimmt er an, dass in dem Magnetfelde, d. i. in dem Raum, in welchem ein Magnet auf die Körper magnetische Wirkungen ausübt, gewisse Magnetkraftlinien existiren, welche sich im Allgemeinen ausserhalb des Magnetes in krummen Linien von dem einen Pol zum anderen hinziehen, deren Lage am besten durch die mittelst Eisenfeilen erhaltenen magnetischen Figuren erkannt werden soll. Je nach der Lage der Pole nehmen sie also verschiedene Gestalt an. Diese Linien sollen auch durch die Masse des Magnetes hindurchgehen, aber in viel grösserer Dichtigkeit als ausserhalb. Kommt nun ein paramagnetischer Körper, z. B. ein Eisenstab (welcher die Fähigkeit der „magnetischen Leitung“ besitzt), in das Magnetfeld, so condensirt er in sich die Kraftlinien. Die Zahl der Magnetkraftlinien im Ganzen bleibt dabei ungeändert; es sind also ausserhalb des magnetischen Eisenstabes deren jetzt weniger als vorher. Werden also jetzt die magnetischen Wirkungen an den verschiedenen Orten des Magnetfeldes untersucht, so sind sie schwächer als vor dem Einbringen des Eisenstabes. Werden die Pole des Magnetes direct durch letzteren verbunden, so sind alle Kraftlinien in ihm angehäuft; der geschlossene Magnet zeigt nach aussen keine Wirkung. Ein diamagnetischer Körper würde dagegen die Kraftlinien zurückstossen, sie würden sich in dem von ihm eingenommenen Raum verdünnen. — Die magnetische Polarität würde überall da auftreten, wo die Magnetkraftlinien ihre Dichtigkeit änderten, und zwar müsste dieselbe je nach der Richtung von einem Magnetpol zum andern sich umkehren. Bei der Verdichtung der Magnetkraftlinien in paramagnetischen Substanzen, z. B. im Eisen, würde auf der den Magnetpolen zugewandten Seite der Substanzen eine den Polen ungleichnamige Polarität sich erzeugen, bei der Verdünnung in diamagnetischen Substanzen würde die gleichnamige Polarität entstehen, ganz analog, wie wir es §. 451 betrachtet haben. — Die Einstellung der magnetischen und diamagnetischen Körper würde hiernach stets so erfolgen, dass erstere sich im Magnetfelde dahin begeben, wo sie am meisten Kraftlinien zu sich hinziehen können, letztere wo ihre Abstossung gegen die Magnetkraftlinien am geringsten wird. — Auch um den Schliessungsdrath der galvanischen Säule liegen solche Magnetkraftlinien herum, welche seine Fernewirkung auf Magnete und diamagnetische Körper bedingen.

Gehen wir von der Betrachtung der elektrischen Phänomene aus, so ist anzuerkennen, dass sie sich wesentlich von denen der allgemeinen Gravitation unterscheiden, und zwar nicht nur durch das Auftreten polarer Anziehungs- und Abstossungserscheinungen, sondern auch in der Art,

dass einmal, wie im galvanischen Strom, eine Fortpflanzung der Elektricitäten von Theilchen zu Theilchen stattfindet, die eine bestimmte Zeit in Anspruch nimmt, sodann aber eine der allgemeinen Gravitation ähnliche elektrodynamische und elektromagnetische Fernewirkung stattfindet. Ein Vergleich mit der doppelten Ausbreitung der Wärme, einmal durch Leitung in den erwärmten Körpern selbst, sodann durch die Strahlung vermittelst einer in dem Aether von ihnen aus fortgepflanzten Schwingungsbewegung, könnte also wohl zu einer Uebertragung der bei der Wärme geltenden Anschauungen auf die Erklärung der elektrischen und der sich ihnen anreihenden magnetischen Phänomene Veranlassung geben, um so mehr, als die Bewegung der Wärme und Elektricität in Leitern durch dieselben mathematischen Formeln dargestellt werden kann. — Es ist ferner von Thomson nachgewiesen worden, dass die Formeln, welche die Gesetze der Anziehungen nach dem umgekehrten Quadrat der Entfernung z. B. für Elektricitätsmengen und ebenso für magnetische Fluida darstellen, die auf der Oberfläche der Körper verbreitet sind, in gewissen Beziehungen mit denen übereinstimmen, welche die Bewegungen der Wärme bei ihrer Leitung durch die Körper darstellen, indem die bei den ersteren vorkommenden Potentialfunctionen an den verschiedenen Punkten der Körper bei letzteren durch den Temperaturüberschuss, die resultirenden Anziehungen bei ersteren durch den resultirenden Wärmefluss bei letzteren ersetzt werden. Wollte man daher auch eine Fortpflanzung der Bewegung von magnetischen Fluidis analog der Wärmebewegung annehmen, wie sie etwa in den Magnetkraftlinien stattfände, so würden sich auch hier dieselben Gesetze ergeben, wie sie aus der früheren Annahme der Fernewirkung der Magnetismen folgen [1]). Die Wirkungen eines in das Magnetfeld gebrachten Eisenstabes würden dann sich mit dem Einlegen eines gut leitenden Körpers in ein schlecht leitendes Medium vergleichen lassen, und umgekehrt ein diamagnetischer Körper in einem magnetischen oder weniger diamagnetischen Medium sich analog wie ein schlecht leitender Körper in einem gut leitenden Medium verhalten.

Es ist indess ersichtlich, dass diese Hypothese durchaus nicht nothwendig für die Erklärung der magnetischen und diamagnetischen Erscheinungen ist, welche nach den älteren Ansichten aus der Fernewirkung der magnetischen Kräfte ebenfalls abgeleitet werden können. Die Analogie der Formeln für die Fernewirkungen und die Erscheinungen der Leitung kann noch kein vollgültiger Beweis sein, dass beide auf denselben Grundphänomenen beruhen.

Das Auftreten nördlicher und südlicher Polarität in den in das Magnetfeld gebrachten magnetischen Körpern je nach der Richtung der Kraftlinien wäre nach der Theorie der Magnetkraftlinien noch viel dunkler, als bei der Ampère'schen Annahme drehbarer Molekularmagnete, um

1) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. VII, p. 502 und Vol. VIII, p. 42. 1854.*

welche Molekularströme fliessen, eine Hypothese, welche auf eine so schöne Weise die elektromagnetischen und elektrodynamischen Erscheinungen verknüpft. Die Aenderungen des Magnetismus der Körper durch mechanische Wirkungen, welche sich so einfach durch die letztere Annahme erklären, würden nur unter der Voraussetzung abzuleiten* sein, dass bei den mechanischen Wirkungen, der Torsion u. s. f., die Magnetkraftlinien verschieden stark in den Körpern condensirt würden. Es würde aber fast unmöglich sein, ohne äusserst complicirte Annahmen die verschiedenen Vorgänge dabei genügend zu begründen. — Der Gegensatz der doppelten Polarität der magnetischen und diamagnetischen Körper wird zwar durch die Annahme der grösseren oder geringeren Verdichtung der Magnetkraftlinien erklärt; indess begegneten wir auch hier derselben grossen Schwierigkeit, wie bei der §. 452 erwähnten Vermuthung von E. Becquerel, dass die Einstellung der Körper, welche alle gleichartig paramagnetisch wären, nur auf einer Differenz der Wirkung auf sie selbst und das umgebende Medium beruhte. Es müssten im Vacuo die Kraftlinien eine grössere Dichtigkeit haben als im Wasserstoff und Wismuth, eine kleinere als im Sauerstoff und Eisen. — So wünschenswerth es daher auch wäre, ein die Wirkungen des Magnetismus (wie die der Gravitation) in die Ferne vermittelndes Medium nachweisen zu können, finden wir doch noch nicht genügende Gründe, die älteren Vorstellungen über die magnetischen Wirkungen mit der der Kraftlinien zu vertauschen. Wir möchten den letzteren weniger eine wirkliche physikalische, als eine mehr mathematische Bedeutung beilegen, indem sie an jeder Stelle die Richtung der Resultante der magnetischen Kräfte darstellen oder Linien sind, welche auf den Ebenen gleichen magnetischen Potentials vertical stehen, in denen, wenn man von den Magnetpolen aus in verschiedenen Richtungen fortschreitet, die magnetischen Kräfte sich am schnellsten ändern.

455 Um den Magnetismus und Diamagnetismus der Körper zu erklären, nimmt de la Rive[1]) seine Zuflucht zu einer anderen Hypothese über den elektrischen Zustand der einzelnen Atome. Die Atome sollen sphärisch sein, und eine Axe besitzen, in welcher sich beständig nach beiden Seiten eine entgegengesetzte elektrische Polarität herstellt. Liegen die einzelnen Atome getrennt voneinander, so gleichen sich die Elektricitäten auf der Oberfläche derselben aus. Sind aber die Atome zu „integrirenden Molekülen" kreisförmig in der Art dicht aneinander gruppirt, dass der positive Pol eines Atoms mit dem negativen des folgenden zusammenliegt, so vereinen sich die entgegengesetzten Elektricitäten der benachbarten Atome, und es entsteht ein Kreisstrom in dem Molekül; dasselbe ist magnetisch und kann durch äussere magnetisirende Kräfte gerichtet werden. Bei diesem Verhalten müssen die Atome der magnetischen Körper dicht aneinander

[1]) De la Rive, Traité T. I, p. 570;* Arch. T. XXV, p. 105. 1854.*

gruppirt sein und nicht zu gut leiten, da sonst die Elektricität „über ihrer Oberfläche“ sich ausgleichen würden. Deshalb müssen die magnetischen Metalle einmal ein geringes Atomvolum besitzen, sodann auch nicht zu gut leiten. Bei Eisen, Nickel, Kobalt sind beide Bedingungen erfüllt, sie sind magnetisch; bei Wismuth, Blei, Gold, Antimon ist die erste, bei Kupfer und Zink die letzte Bedingung nicht erfüllt, sie sind diamagnetisch. Da die Wärme die Atome der Körper von einander entfernt, sind sie bei höherer Temperatur weniger magnetisch.

In diamagnetischen Körpern sollen die Atome weiter voneinander stehen und keine kreisförmigen integrirenden Moleküle bilden. Erst wenn sie einem Magnet oder einem geschlossenen Strom genähert werden, soll das diesen letzteren zunächst liegende Atom sich mit seiner Axe so richten, dass dieselbe den Axen der Moleküle des Magnetes oder Stromesleiters parallel, aber mit den Polen entgegengesetzt gerichtet ist. Das Atom ist dadurch befähigt, die benachbarten Atome wiederum zu Kreisen zu gruppiren, in denen die entgegengesetzten Pole der Atome aneinander liegen, und in denen nun ein Kreisstrom fliesst, entgegengesetzt wie in den durch die inneren Kräfte gerichteten Kreismolekülen der magnetischen Körper. Während die magnetischen Kreismoleküle schon in den Körpern vorgebildet sind, werden also die diamagnetischen Kreismoleküle erst durch den Einfluss des Stromes erzeugt. Durch diese veränderte Anordnung der einzelnen Atome unter dem Einfluss des Stromes oder Magnetes soll die Drehung der Polarisationsebene (s. dieses Capitel) vermittelt werden, welche in den stark diamagnetischen Körpern besonders stark hervortreten soll, während sie in den magnetischen Körpern gering ist, da in ihnen die Atome schon fest zu Kreisen gruppirt sind.

Die Schwierigkeit, welche man hat, um das entgegengesetzte polare Verhalten der magnetischen und diamagnetischen Körper zu erklären, wird offenbar durch diese Hypothese nicht beseitigt. Im Gegentheil werden den Atomen der Körper höchst complicirte und durchaus nicht nachzuweisende Eigenschaften beigelegt, die am Ende doch nur die Existenz von schon vorhandenen oder erst durch den Einfluss des Magnetes gebildeten, immerhin noch nicht direct nachgewiesenen Molekularströmen erklären sollen, welche Weber auf eine viel einfachere Weise unmittelbar angenommen hat [1]).

Die Abhängigkeit der diamagnetischen Abstossung von der Grösse der auf die Körper wirkenden magnetischen Kraft ist von E. Becquerel nach derselben Methode bestimmt worden, welche er zu seinen §. 438 beschriebenen Versuchen benutzte. Die Intensität des den Magnet erregenden Stromes wurde mittelst einer Sinusboussole abgelesen. Es ergab sich u. A. der Torsionswinkel T, durch welchen bei verschiedenen 456

[1]) Vgl. auch v. Feilitzsch, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 248. 1854.*

Intensitäten I verschiedene Stäbchen in ihre Gleichgewichtslage zurückgeführt wurden (die Werthe T sind das Mittel aus zwei bei entgegengesetzter Magnetisirung des Magnetes angestellten Beobachtungen:

Stab von weissem Wachs, 35mm lang, 5mm dick			Wismuthstab, 25mm lang, 1,933grm schwer, in Wasser eingesenkt		
$100\,I$	T	$c\frac{T}{I^2}$	$100\,I$	T	$\frac{T}{I^2}$
18,22	— 3°,42	—1,029	11,23	— 3,20	—2,536
34,47	—12,18	—1,025	39,37	— 40,00	—2,580
52,99	—28,25	—1,012	65,76	—110,45	—2,544

Die negativen Vorzeichen geben die Abstossung an. Viele andere Versuche ergaben analoge Resultate. Wurde auf das eine Ende des Wachsstäbchens ein kleines Stückchen Eisen von kaum $^1/_{10}$mgr Gewicht geklebt, so wurde das Stäbchen von den Magnetpolen angezogen. Um es dann über die Gleichgewichtslage hinaus von den Magnetpolen zu entfernen, erhielt man folgende Werthe der Torsion T

I	T	T_b	$T-T_b$	$\frac{T-T_b}{I^2}$
19,11	19,75	— 3,73	+ 23,48	+6,43
35,24	72,42	—13,89	+ 86,31	+6,35
50,33	134,90	—25,90	+160,80	+6,35

Die Werthe T_b geben die Torsionswinkel an, welche erforderlich sind, um das Wachsstäbchen allein in der Gleichgewichtslage zu erhalten; die Werthe $T-T_b$ entsprechen mithin der Anziehung des Eisens für sich durch den Magnet. Aus allen diesen Versuchen ist ersichtlich, dass, sobald noch nicht der Sättigungspunkt des Eisens erreicht ist, die magnetische Anziehung desselben ebenso wie die diamagnetische Abstossung dem gleichen Gesetze folgen. Beide sind dem Quadrat der auf die Körper einwirkenden magnetisirenden Kraft proportional.

Die Grösse des magnetischen Momentes, welches durch die äusseren Kräfte in den diamagnetischen wie den magnetischen Körpern erzeugt wird, ist also direct der magnetisirenden Kraft proportional[1]).

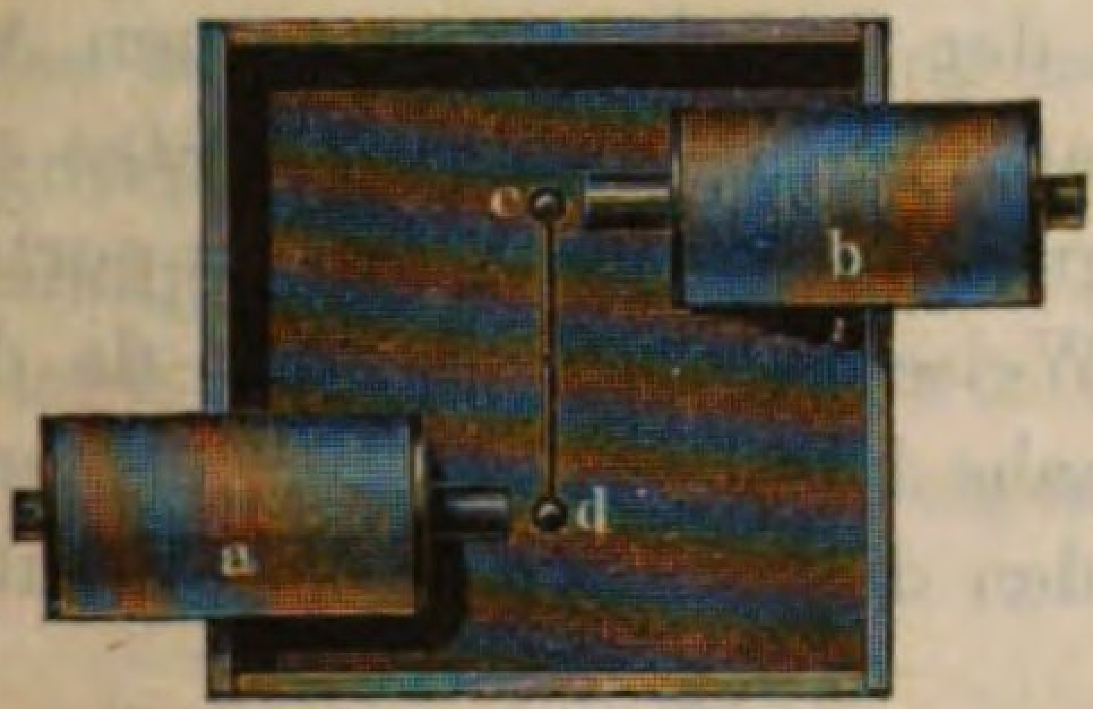
457 Dasselbe Resultat ergiebt eine Beobachtungsreihe von Tyndall[2]).

Zwischen die beiden Pole zweier geradliniger Elektromagnete $a\,b$ wurde in einem Kasten (Fig. 222) an einem Silberfaden ein leichter Hebelarm cd auf-

1) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXII, p. 72. 1851.* —
2) Tyndall, Phil. Mag. [4.] Vol. II, p. 165;* Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 384. 1851.*

gehängt, welcher an seinen Enden löffelartige Vertiefungen hatte. In diese Vertiefungen wurden Kugeln von verschiedenen diamagnetischen Körpern, z.B. von Kalkspath u. s. f., in verschiedenen Lagen eingelegt. Der Silberfaden war oben an dem Kopf einer Torsionswage befestigt. Unter dem Hebelarm war eine Kreistheilung auf dem Boden des Kastens angebracht, an welcher die Drehung des Hebels vermittels eines an seinem Ende befestigten Glasfadens abgelesen wurde. Wurden die Magnete durch verschieden starke Ströme magnetisirt, so wurden die Kugeln von den Polen abgestossen, konnten indess durch Drehung des Silberdrathes stets in derselben Entfernung (2^{mm}) von ihnen festgestellt werden. Die Drehungswinkel ergaben dabei die Kraft der jedesmaligen Abstossung.

Fig. 222.



Bezeichnet man die Intensität der Ströme mit I, den zur Einstellung der diamagnetischen Kugeln bei den beschriebenen Versuchen erforderlichen Torsionswinkel mit T, so muss hiernach

$$T = const.\ I^2 \text{ oder } \sqrt{T} = const.\ I \text{ sein.}$$

Es ergab sich aber u. A. bei

Wismuthkugeln von 8^{mm} Durchmesser			Schwefelkugeln von 13^{mm} Durchmesser		
I	$\sqrt{T}$	$11{,}7\ I$	I	$\sqrt{T}$	$6{,}7\ I$
0,176	2,23	2,06	0,364	2,45	2,44
0,577	6,50	6,74	0,595	3,87	3,98
0,839	10,00	9,81	0,880	5,90	5,89
1,192	13,96	13,95	1,376	9,42	9,22

Die Schwefelkugeln enthielten geringe Mengen Eisen; dennoch überwog die diamagnetische Abstossung und das ausgesprochene Gesetz bebewährte sich. — Dasselbe Resultat ergaben Kugeln von eisenfreiem Kalkspath von 9,2 und $10{,}8^{mm}$ Durchmesser.

Bei anderen Versuchen bestimmte Tyndall[1]) die Schwingungsdauern von Wismuthstäbchen, welche zwischen den Polen eines Elektromagnetes aufgehängt waren, und von denen das eine in der äquatorialen Lage sich einstellte, das andere aber so aus einer krystallinischen Masse geschnitten war, dass die Spaltungsrichtung auf seiner Längsaxe vertical stand. Dasselbe stellte sich mit letzterer axial ein (s. Diamagnetismus der Krystalle). Ebenso wurde die Schwingungsdauer von einem Stäbchen von Eisenvitriol bestimmt, welches sich axial stellte, und von Spatheisensteinpulver, welches in der gegen seine Längsaxe senkrechten Richtung comprimirt war und sich

[1]) Tyndall, Phil. Trans. 1855, pag. 16.*

daher mit der Längsaxe äquatorial einstellte. Diese Schwingungsdauer wurde mit den Oscillationsdauern der Wismuthstäbchen und denen eines Eisenstäbchens verglichen, welches in der auf der Verbindungslinie der Pole senkrechten Horizontallinie in einiger Entfernung von dem Magnet aufgehängt war. Die Intensität I des den Magnet erregenden Stromes wurde durch eine Tangentenboussole bestimmt.

Während die Intensität im Verhältniss von 68 : 411 sich änderte, nahmen die durch die Schwingungsdauern der Stäbchen gemessenen Abstossungen und Anziehungen derselben genau nach demselben Gesetze zu; sie waren nicht ganz dem Quadrat der magnetisirenden Ströme proportional, sondern näherten sich alle in gleicher Weise einem Maximum, da der Magnetismus des Magnetes einem solchen nahe kam, aber in dem entfernteren Eisenstäbchen ebensowenig wie bei den diamagnetischen Wismuthstäbchen selbst schon ein solches eintrat.

Aehnliche Resultate hat auch Joule [1]) erhalten.

458 Dasselbe Gesetz bestätigen einige Versuchsreihen von Reich [2]). Es wurde an dem einen Ende des Armes einer Drehwage eine 484,1$^{\text{grm}}$ schwere Wismuthkugel befestigt und vor derselben ein geradliniger 32$^{\text{mm}}$ dicker und 440$^{\text{mm}}$ langer Elektromagnet aufgestellt, der in der Mitte mit einer Drathspirale umgeben war, durch welche ein Strom geleitet wurde, dessen Intensität i an einer Sinus- und Tangentenboussole gemessen wurde. Die durch die Spiegelablesung bestimmte Drehung d des Hebelarms der Drehwage in Folge der Abstossung der Wismuthkugel vom Magnet ergab sich z. B. bei einer Versuchsreihe bei verschiedenen Stromintensitäten

d	$const.\ i$ (Mittel)	$const.\ i^2$
1	1	1
2,6636	1,7298	2,9820
4,4700	2,2335	4,9887
6,4550	2,6647	7,1506

Es nimmt also die Abstossung in etwas schwächerem Verhältniss zu, als die Quadrate der Stromintensitäten, was wohl schon daraus erklärlich ist, dass bei der Drehung des Hebelarms die Wismuthkugel sich weiter von den Magnetpolen entfernt. Die diamagnetische Polarität des Wismuths würde mithin der auf sie wirkenden Magnetkraft direct proportional sein.

Dasselbe Gesetz ergiebt sich auch, wenn die Intensität der auf die diamagnetischen und magnetischen Körper wirkenden magnetisirenden Kraft durch Entfernung der Magnetpole von denselben geändert wird. Dies zeigt sich bei einigen ferneren Versuchen von Reich [2]), bei

1) Joule, Phil. Mag. [4.] Vol. III, p. 32. 1852.* — 2) Reich, Pogg. Ann. Bd. XCVII, p. 283. 1856.* Aeltere Versuche desselben, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 60. 1848*, hatten kein einfaches Gesetz ergeben.

denen er der an dem Hebelarm der Drehwage befestigten Wismuthkugel verschiedene (32) Magnetstäbe einzeln und nebeneinander liegend näherte. Das magnetische Moment m der Stäbe war durch ihre Einwirkung auf eine Compassnadel geprüft worden. Durch die diamagnetische Abstossung wird die Entfernung der Kugel von den Magneten vermehrt. Wenn man annehmen kann, dass sowohl die in den Wismuthkugeln indirect erzeugte diamagnetische Polarität, als auch die bei gleichbleibender Polarität auf dieselben ausgeübte Abstossung mit dem Quadrat der Entfernung von den Magnetpolen abnimmt, so werden die durch die Spiegelablesung bestimmten Drehungen d des Hebels der Drehwage sich wie die vierten Potenzen jener Entfernungen und wie die Quadrate der Momente m verhalten müssen. Dies zeigt auch folgende Tabelle:

m	d	$k \dfrac{m^2}{(const. + d)^4}$
1	1	1
1,4442	2,1772	2,0347
2,0378	3,9016	3,9080
2,6148	6,0866	6,1504

Auch Matteucci[1]) beobachtete vermittelst einer Torsionswage, deren Hebel an einem Ende einen kleinen Wismuthwürfel oder eine aus Wismuthpulver und Harz bestehende Kugel trug, die vor einer aus zwei Windungsreihen bestehenden Spirale hing, dass die Abstossung der Körper durch die Spirale viermal so gross war, wenn derselbe Strom durch beide Windungsreihen ging, als durch eine. 459

Bei einem anderen Versuch stellte er vor dem Ende einer mit einem Eisenkern mit breiter Polfläche versehenen horizontalen Drathspirale zwei, ihren Windungen parallele und gleich grosse Drathkreise von einer und zwei Windungen in solchen Entfernungen auf, dass die beim Oeffnen und Schliessen des Stromes der Spirale in beiden Drathkreisen inducirten Strömen sich gerade aufhoben, als dieselben im entgegengesetzten Sinne mit einander und mit einem Galvanometer verbunden waren. Dann verhielt sich die elektromotorische Kraft der Induction durch den Magnet in beiden Entfernungen wie 2:1. Wurden nun ganz genau an dieselben Stellen zwei an den Hebelarmen zweier Drehwagen befestigte Wismuthscheibchen gebracht, und dann der Strom durch die Spirale des Elektromagnetes geleitet, so verhielten sich die Torsionen, welche die abgestossenen Scheibchen an jene Stellen zurückführten, ebenfalls wie 2 : 1. Dieses Resultat ist jedenfalls nicht ganz richtig, denn da die magnetische Wirkung an jenen Stellen sich wie 1 : 2 verhält, so müsste dies auch in Betreff der Polarität der Wismuthscheiben gelten, das Verhältniss ihrer Abstossungen bei ihrer ungleichen Entfernung vom Magnetpol also grösser sein.

1) Matteucci, Ann. de Chim. et Phys. T. LVI, pag. 193 u. 207. 1859.*

Vermuthlich ist dies Resultat durch die ungleiche Vertheilung des Magnetismus auf der grossen Polfläche des Eisenstabes bedingt.

460 Endlich hat auch Christie[1]) durch Versuche an dem Diamagnetometer mit astatischem System nachgewiesen, dass das in Wismuthstäben inducirte diamagnetische Moment der Intensität der durch die Spiralen des Apparates geleiteten Stromes proportional ist. Er verfuhr dabei wie Tyndall (§. 446) und setzte das diamagnetische Moment K des Wismuths proportional den Ablenkungen des astatischen Systems, welche jedesmal mit dem umgekehrten Quadrat der Schwingungsdauer desselben multiplicirt wurden (vgl. §. 443). So ergab sich bei Anwendung verschiedener Stromintensitäten:

Zahl der Grove'schen Elemente	I	$\frac{I}{K}$
1	16,77031	10646,76
2	26,08649	11090,42
3	34,05932	11376,75
4	46,57311	10729,93

Nach derselben Methode hat Arndtsen[2]) das magnetische Moment von Glasröhren untersucht, die mit Lösung von Eisenvitriol und Eisenchlorid gefüllt waren; bei einer Steigerung der Intensität des die Spiralen durchlaufenden Stromes im Verhältniss von 1 : 4 : 17 hat derselbe keine Abweichung von der Proportionalität des magnetischen Momentes jener Körper mit der auf sie wirkenden magnetisirenden Kraft beobachtet.

461 Bei bedeutenden magnetisirenden Kräften scheint sich indess die magnetische Anziehung und diamagnetische Abstossung bei allen Körpern, wie beim Eisen, schneller oder langsamer einem Maximum zu nähern.

Als z. B. E. Becquerel das magnetische Verhalten eines Glasstabes erst in der Luft und sodann in einer Lösung von schwefelsaurem Nickeloxyd von specif. Gewicht 1,0827 vermittelst seines §. 438 beschriebenen Apparates unter Anwendung verschiedener Intensitäten I der den Magnet erregenden Ströme untersuchte, fand er die betreffenden Anziehungen R_l und R_n

$10\,I$	R_l	R_n	$R_l - R_n$	$\frac{R_l - R_n}{I^2}$
2,179	— 3	— 5,45	+ 2,45	0,516
3,990	—10,1	—19,00	+ 8,90	0,559
5,614	—20,15	—36,45	+16,30	0,517
6,719	—29	—51,60	+22,60	0,501

[1]) Christie, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 589. 1858.* — [2]) Arndtsen, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 600. 1858.*

Setzen wir den Werth R_l der diamagnetischen Abstossung des Glasstabes in der Luft derselben Abstossung im luftleeren Raum gleich, so ist der Werth $R_l - R_n$ gleich dem Magnetismus des vom Glasstab verdrängten Volumens der Lösung. Die Anziehung der letzteren nimmt also etwas langsamer zu, als das Quadrat der magnetisirenden Ströme, wobei freilich immer noch möglich wäre, dass auch der Magnetismus des Magnetes sich schon ein wenig seinem Maximum genähert hätte.

Bei anderen stärker magnetischen Substanzen, z. B. Lösung von Eisenchlorür, Wachsstäbchen, in welche Platinschwamm eingeknetet ist, eisenhaltigen Stäbchen von Kohle oder unreinem Zink hat Becquerel im Gegentheil beobachtet, dass das Verhältniss ihrer Anziehungen durch den Magnet bis zu einer Grenze schneller wächst als das Quadrat der magnetisirenden Kraft. Dies konnte einmal davon herrühren, dass die Körper auf die Vertheilung des Magnetismus in den Magnetpolen einwirken, sodann aber namentlich davon, dass bei stärkeren magnetisirenden Kräften die getrennten magnetischen Molekülen der Körper wechselseitig auf einander in einem schnell zunehmenden Verhältniss magnetisirend einwirken, und so das magnetische Moment der Körper schneller zunimmt als die magnetisirende Kraft selbst.

Beim Wismuth hat E. Becquerel die Annäherung an das Maximum nicht nachweisen können.

Letzteres ist indess Plücker[1]) gelungen, welcher auf die abgerundeten **462**
Polflächen der Halbanker eines starken Elektromagnetes kugelförmige Gefässe von Glas aufsetzte, welche mit flüssigen oder gasförmigen oder auch festen, meist mit Schmalz verriebenen Substanzen gefüllt waren. Die Gefässe hingen an dem einen Arm einer aus Glas construirten Wage. Ihre Anziehung und Abstossung wurde bestimmt, indem die Wage auf der einen oder anderen Schale belastet wurde, bis die Gefässe von den Polen abgerissen oder gerade bis zur Berührung ihnen genähert wurden.

Es wurde der Magnet nach einander durch 1, 4, 9 oder 16 Grove'sche Elemente, welche zu zweien, dreien, vieren neben einander geordnet waren, erregt; die Stromintensität wuchs dabei auf das 2-, 3- und 4fache, wenn man die Voraussetzung macht, dass die Grove'schen Elemente einander gleich waren. Da der Magnetismus des Magnetes nicht in gleichem Verhältniss mit der Intensität des erregenden Stromes zunimmt, so sucht Plücker denselben auf einem indirecten Wege abzuleiten (vgl. die Originalabhandlung). Eine directere Bestimmung, wie sie z. B. durch die Beobachtung von Inductionsströmen möglich wäre, die in einem in der Höhe des Magnetpoles um seinen Diameter herumgedrehten Drathringe erzeug würden, ist zwar ziemlich umständlich, wäre indess doch wohl wünschenswerth. Plücker erhält für die Magnetismen m, welche in den einzelnen Stoffen durch Einwirkung des Magnetes erregt werden, folgende Zahlenwerthe:

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 1. 1854.*

Magnetisirende Kraft.

	1	2	2,9	3,45	4	∞	α
Kobaltoxydhydrat .	1	1,925	2,66	2,95	3,39	7,826	+ 2178
Sauerstoff	1	1,855	2,47	2,82	3,18	5,422	
Wismuth u. Phosphor	1	1,81	2,39	2,66	3,05	4,615	— Bi 23,6 P 16,5
Nickeloxyd	1	1,715	2,14	2,28	2,54	3,516	+ 287
Eisenoxyd	1	1,575	1,88	2,03	2,23	2,647	+ 759
Eisen	1	1,38	1,51	1,61	1,69	1,915	+ 1000000
Kobalt	1	1,325	1,41	1,46	1,49	1,742	+ 1009000
Nickel	1	1,20	1,21	1,22	1,225	1,324	+ 465800

Die unter α verzeichneten Zahlen geben die Werthe, mit denen die in jeder Reihe unter 1, 2, . . . angeführten relativen Magnetismen der bei jedem Stoff bei Einwirkung verschiedener magnetisirender Kräfte zu multipliciren sind, um die bei verschiedenen Stoffen erhaltenen Resultate vergleichen zu können.

Der Werth des Maximums des Magnetismus in der Columne ∞ ist von Plücker nach der von Müller gegebenen Formel

$$m = C \, arc \, tg \frac{p}{const.}$$

berechnet, in der m den Magnetismus der Stoffe, p die magnetisirende Kraft bedeutet. Nach diesen Angaben nähern sich die temporären Magnetismen aller Stoffe mit zunehmender magnetisirender Kraft einem Maximum, indess verschieden schnell, wie dies die Reihefolge derselben in obiger Tabelle erkennen lässt. — Bemerkenswerth ist, dass bei schwachen magnetisirenden Kräften der Magnetismus des Kobalts hiernach grösser sein müsste, als der des Eisens, und erst bei stärkeren magnetisirenden Kräften der temporäre Magnetismus des letzteren überwöge. (Das analoge Resultat hat Arndtsen (l. c.) in Bezug auf Nickel erhalten.)

Auch bei den diamagnetischen Substanzen, Wismuth und Phosphor, wäre eine Annäherung ihrer diamagnetischen Wirkung an das Maximum zu beobachten; die Schnelligkeit, mit der dieselbe stattfindet, wäre indess bei den beiden untersuchten Stoffen dieselbe.

463 Auf der verschieden schnellen Annäherung der magnetischen Anziehung und der diamagnetischen Abstossung der Körper durch die Magnetpole an ein Maximum mit wachsender magnetisirender Kraft beruht das eigenthümliche Verhalten, welches Gemenge von magnetischen und diamagnetischen Substanzen vor den Magnetpolen zeigen.

Hängt man z. B. einen aus magnetischen und diamagnetischen Substanzen gemengten Stab, z. B. von Holzkohle oder Kirschbaumrinde, an einem Coconfaden horizontal vor den Polen des Elektromagnetes auf, so stellt er sich bei schwacher Erregung desselben axial, vertauscht die Lage

aber mit der äquatorialen, wenn die Magnetisirung stärker wird [1]). In ganz analoger Weise wächst die Anziehung eines mit Eisenoxyd und Wismuthpulver oder mit unreinem, eisenhaltigem Quecksilber gefüllten, über einem Magnetpol an dem einen Arm eines Wagebalkens aufgehängten Uhrglases langsamer als die eines rein magnetischen Körpers, z. B. des Eisens, und bei starker Magnetisirung kann das Uhrglas eben so stark abgestossen, wie bei schwacher Magnetisirung angezogen werden. Der Grund hiervon kann folgender sein: Nimmt die auf die magnetischen und diamagnetischen Substanzen wirkende magnetische Kraft allmälig zu, so wächst die Anziehung der ersteren so wie die Abstossung der zweiten zuerst proportional dem Quadrate des Magnetismus. Wird aber die Magnetisirung stärker, so erreicht der Magnetismus der magnetischen Substanzen nach und nach ein Maximum, über welches hinaus derselbe nicht mehr zunimmt. Viel langsamer geschieht diese Annäherung an ein Maximum bei der Abstossung der diamagnetischen Substanzen, so dass letztere noch zunimmt, während erstere schon das Maximum erreicht hat und sie sogar übertreffen kann, so dass dann an Stelle der Anziehung eine Abstossung tritt[2]).

In gewissen Fällen kann indess die bei stärkeren Stromintensitäten stattfindende scheinbare Umkehrung des magnetischen Verhaltens der Körper in das diamagnetische Verhalten auf anderen Gründen beruhen. 464

Legte Tyndall[3]) auf das eine Ende des Hebels seiner Drehwage (§. 457) eine Wismuthkugel und klebte auf diese ein Stückchen Spatheisenstein, so war die vereinte Masse zuerst magnetisch, es bedurfte einer Torsion t des den Hebel tragenden Fadens, um dieselbe in einiger Entfernung vom Magnet festzuhalten. Wurde aber die Intensität des den Magnet erregenden Stromes verstärkt, so trat eine Abstossung, also ein Ueberwiegen des Diamagnetismus ein. Dasselbe ergab sich, als auf die eine Seite des Hebels eine diamagnetische Wismuthkugel, auf die andere eine schwach magnetische Zinkkugel gelegt wurde. Erst überwog der Magnetismus den letzteren, dann bei stärkerer Erregung der Magnete der Diamagnetismus der ersteren.

In beiden Fällen hatte sich Tyndall überzeugt, dass die Anziehung des Spatheisensteins und Zinks ebenso wie die Abstossung des Wismuths genau dem Quadrat der Intensität des magnetisirenden Stromes entsprach, und also noch keine Sättigung mit Magnetismus eingetreten war. Der Grund dieser Erscheinung liegt indess auch nicht in einer schnelleren Zunahme der diamagnetischen Abstossung mit wachsender Stromintensität, sondern darin, dass die Torsion des Fadens gleichzeitig mit der magnetischen Anziehung der diamagnetischen Abstossung entgegenwirkt. Bezeichne s die der ersten Intensität i des

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 617;* Bd. LXXIV, S. 362;* Bd. LXXV, S. 413. 1848.* — [2]) Müller aus Freiburg, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 115. 1851.* — [3]) Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 394. 1851.*

Stromes entsprechende Anziehung des Zinks oder Spatheisens, d die dabei stattfindende Abstossung des Wismuths, t die durch die Torsion des Fadens entwickelte Kraft, welche die überwiegende Abstossung äquilibrirte, so ist in dieser Gleichgewichtslage

$$d = s + t.$$

Wird die Intensität des magnetisirenden Stromes auf das nfache gebracht, so wachsen die Werthe d und s auf das n^2fache. Dann ist aber offenbar

$$n^2 d > n^2 s + t.$$

Es tritt also ein Ueberwiegen der diamagnetischen Abstossung ein.

Ein analoger Uebergang aus der axialen in die äquatoriale Lage könnte sich zeigen, wenn man nur einen aus magnetischen und diamagnetischen Substanzen gemengten Stab an einem Coconfaden in horizontaler Lage zwischen den Polen eines Elektromagnetes aufhängt und allmälig die Intensität des magnetisirenden Stromes vermehrt.

465 Dieselbe Umkehrung des magnetischen Verhaltens gemischter Körper in das diamagnetische findet statt, wenn man die auf dieselben wirkende magnetische Kraft dadurch verstärkt, dass man die Körper in weiterer Entfernung vor einem Magnetpol aufhängt und denselben nun allmälig den Körpern nähert [1]).

Man hatte aus dieser Umkehrung anfangs den unrichtigen Schluss gezogen, dass die diamagnetische Abstossung mit der Entfernung von den Magnetpolen schneller abnehme als die magnetische Anziehung, während doch beide nach demselben Gesetz sich vermindern müssen, da beide in gleichem Verhältniss mit der Intensität der magnetisirenden Kraft zunehmen, wenn nicht eine Annäherung an das Maximum oder sonstige secundäre Störungen eintreten.

Misst man die Abnahme der Anziehung einer Eisenkugel mit der Entfernung vom Magnetpol, indem man sie an eine Wage hängt und direct oder bei Zwischenlegung einer Glasplatte von $^1/_{15}''$ Dicke von einem Magnetpol abreisst, und reisst man ebenso durch die Torsionswage eine auf ihren Hebel gelegte Kugel von Eisenvitriol in gleicher Weise von dem Pol eines horizontal liegenden Magnetstabes ab, so zeigt sich, dass sich durch Zwischenlegung des Glases die Anziehung beim Eisen im Verhältniss von $1 : {}^1/_{90}$, beim Eisenvitriol fast nicht vermindert hat. Ebenso vermindert sich die Anziehung des Eisens auf $^2/_3$ schon bei Zwischenlegung eines Papiers von $0{,}001''$ Dicke, die des Spatheisensteins erst bei einem Abstand von $^1/_7''$. Es nimmt also die Anziehung des Eisens mit der Entfernung von den Magnetpolen schneller ab, als die der Eisensalze [2]). Bei diamagnetischen Substanzen, z. B. Wismuthkugeln, nimmt gleichfalls mit der Entfernung die Abstossung langsamer ab als die An-

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXII, S. 348. 1847.* — [2]) Tyndall l. c. S. 415.*

ziehung des Eisens. Man kann sich hiervon überzeugen, wenn man auf den Hebel der Torsionswage eine Wismuthkugel legt und auf dieser ein Stückchen Eisen befestigt. Stellt man den Faden der Drehwage so, dass die Kugel vor der Erregung des Magnetes in einem grösseren Abstand von dem Pole desselben sich befindet, so wird dieselbe bei der Schliessung des den Magnet erregenden Stromes abgestossen; hat man aber den Faden vorher so eingestellt, dass die Kugel dem Magnet nahe steht, so tritt eine Anziehung ein. Diese Erscheinung, welche indess nur beim Eisen, nicht bei anderen magnetischen Substanzen hervortritt, ist gerade umgekehrt, wie die von Plücker beobachtete. Sie beruht wohl darauf, dass der im Eisen vertheilte bedeutende Magnetismus bei der Annäherung an den Magnetpol in diesem selbst wieder Magnetismus vertheilt, und so die Anziehung bedeutend verstärkt wird, während diese Rückwirkung bei den sonstigen weniger magnetischen und diamagnetischen Substanzen kaum stattfinden kann [1]).

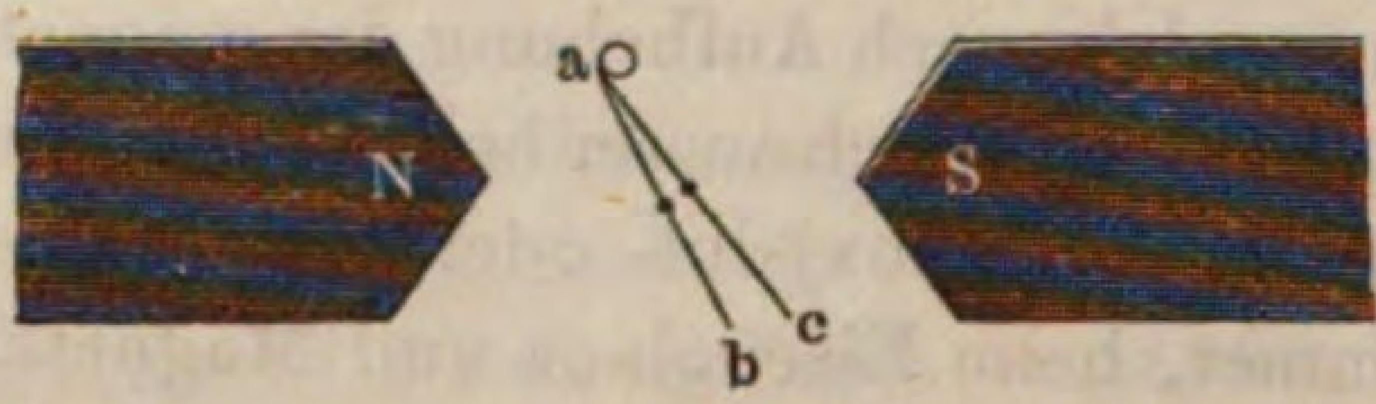
Eine permanente Magnetisirung, welche nach Aufhebung der magnetisi- 466
renden Kräfte in den Körpern zurückbleibt, lässt sich ausser beim harten Eisen, Nickel und Kobalt noch bei einer Anzahl eisenoxydul- oder schwefeleisenhaltiger Mineralien, beim Eisenglimmer, beim Eisenglanz und Magnetkies, Titaneisen, beim gediegenen uralischen Platin u. s. f. nachweisen [2]). Mittelst des Sideroskops von Lebaillif oder einer anderen astatischen Nadel kann man auch beim Eisenoxyd, beim Iridium, ebenso bei unreinem Zink [3]), bei Holzkohle dieselbe darthun. In den letzteren Fällen dürften indess wohl Theilchen von kohlehaltigem Eisen die permanente Polarität bedingen [4]). Eisenchlorürlösung zeigt dagegen nach Matteucci [5]) keine permanente Polarität. — Plücker [6]) glaubt auch bei den diamagnetischen Körpern eine gewisse permanente Polarität nachweisen zu können. Er hängte zwischen die konisch zugespitzten und vorn abgerundeten Pole eines sehr starken Elektromagnetes an einem Coconfaden ein Wismuthstäbchen in axialer Lage auf und verhinderte es durch ein neben der einen Polspitze aufgestelltes senkrechtes Glasstäbchen, bei Erregung des Magnetes die äquatoriale Lage einzunehmen. Durch die Torsion des das Stäbchen tragenden Fadens wurde dasselbe schwach gegen das Glasstäbchen gedrückt, wobei es einen kleinen Winkel mit der axialen Linie machte. Wurde nun der Elektromagnet in Thätigkeit gesetzt, und sodann seine Polarität plötzlich umgekehrt, so bewegte sich das Stäbchen erst gegen die axiale Lage hin, und entfernte sich dann wieder von derselben. Bei Unterbrechung des Stromes und langsamer Schliessung in entgegengesetzter Richtung zeigte sich die Erscheinung nicht. Hiernach sollte die

[1]) Vgl. auch Thomson, Phil. Mag. [3.] Vol. XXXVII, p. 252. 1850.* — [2]) Vgl. Greiss, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 478. 1856.* — [3]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXXII, p. 85. 1851.* — [4]) Oersted, Pogg. Ann. Bd. LXXV, S. 453. 1848.* — [5]) Matteucci, Compt. rend. T. XXXVI, p. 917. 1853.* — [6]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXXVI, S. 6. 1852.*

Polarität des Stäbchens erst einige Zeit nach der Umkehrung des den Magnet erregenden Stromes wechseln. Es wäre indess möglich, dass beim Oeffnen dieses Stromes im Wismuthstäbchen ein demselben gleichgerichteter Inductionsstrom entstände, ebenso wie in der Masse des Magnets und auch in der den Magnet umgebenden Spirale, durch deren Wechselwirkung zuerst eine Anziehung des Stäbchens gegen die Magnetpole bedingt würde, bis nach der Umkehr des magnetisirenden Stromes diese Inductionsströme allmälig verschwänden, und die neue Polarität des Magnets und Wismuthstäbchens völlig hervorträte.

Es könnte auch sein, dass das Wismuthstäbchen, welches gegen das Glasstäbchen gedrückt wurde, bei der Erregung des Magnetes sich in Folge der Repulsion, statt in die Lage *ac* (Fig. 223) ein wenig schräg in die Lage *ab* stellte. Beim Oeffnen des den Magnet erregenden Stromes kehrt es dann in seine Gleichgewichtslage *ac* vor der Magnetisirung zurück und schwingt durch das Beharrungsvermögen und die Torsion des Fadens gegen die Pole hin oder auch über sie hinaus. Da nun beim Umkehren der Richtung des den Magnet erregenden Stromes stets eine gewisse Zeit bis zum völligen Eintritt der neuen Magnetisirung vergeht, so könnte in derselben wohl die beschriebene Bewegung vor sich gehen[1]). Tyndall und auch E. Becquerel (l. c.) ist der Nachweis eines permanenten Diamagnetismus des Wismuths durchaus nicht gelungen.

Fig. 223.



467 Wir haben schon §. 431 darauf aufmerksam gemacht, dass das Verhalten von Eisenstäben und schwächer magnetischen Körpern, z. B. schwach eisenhaltigen Messingdräthen, Röhren voll Eisenoxyd, vor flachen Magnetpolen ein verschiedenes ist, in dem erstere sich axial, letztere äquatorial einstellen können. Wir haben als Grund dafür angeführt, dass die einzelnen durch den Magnet magnetisirten Moleküle des Eisens gegenseitig richtend aufeinander einwirken, während bei den anderen Körpern der in den einzelnen Molekülen erregte Magnetismus so äusserst gering im Verhältniss zu der von aussen wirkenden magnetischen Kraft ist, dass die gegenseitige Richtkraft der Moleküle gänzlich zu vernachlässigen ist.

Sind in diesem letzteren Fall verschiedene Mengen des magnetischen Stoffes in demselben Raum vertheilt, so ist das in ihnen durch gleiche magnetisirende Kräfte erzeugte Moment ihrer Masse proportional, wie dies schon Coulomb bei fein in Wachs vertheiltem Eisen beobachtete (§. 322). Auch Plücker[2]) hat eine Glaskugel mit Schmalz gefüllt, und sie an der einen Wagschale einer Wage über den einen Pol eines Magnetes oder zwischen die auf beide Pole desselben gelegten Halbanker gehängt, so dass sie den

[1]) Tyndall, Phil. Trans. 1855. S. 37.* — [2]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 321. 1848.*

Pol oder die Halbanker gerade berührte. Wurde der Magnet erregt, so wurde die Kugel abgestossen und man musste Gewichte — g auf die ihr zugewandte Wagschale legen, um sie wieder in ihre frühere Stellung zu bringen. Wurden nun dem Schmalz verschiedene Mengen feinen Eisenpulvers zugesetzt, so wurde die Kugel angezogen, und man musste die Gewichte G auf die andere Wagschale legen, um sie von den Magnetpolen abzureissen. Es entsprach der Werth $G + g$, d. i. die Anziehung des Eisens, dem Gewichte des letzteren. Dasselbe Resultat erhielt Plücker, als er die Kugel mit Wasser füllte und sodann diesem verschiedene Mengen Eisenchlorür zusetzte.

Würde bei den diamagnetischen Substanzen eine gegenseitige Einwirkung ihrer Theilchen aufeinander stattfinden, so würde dadurch das diamagnetische Moment derselben verkleinert werden, indem jedes durch die äussere Kraft polarisirte Molekül im benachbarten Molekül eine ihm entgegengesetzt gerichtete Polarität erzeugte. — Indess lässt sich auch hier bei der Schwäche der diamagnetischen Polarität eine solche Wechselwirkung der Theilchen nicht mit Sicherheit nachweisen. So fand Matteucci [1]), dass gleich lange, aber verschieden weite Papierröhren, mit verschieden grob oder fein gepulvertem und verschieden stark gepresstem Wismuthpulver gefüllt, zwischen den Polen eines Elektromagnetes gleiche Schwingungsdauer zeigten. Füllte er eine an dem Ende des Hebelarmes einer Drehwage befestigte Glaskugel mit verschiedenen Mengen (1 bis 6,5grm) von Wismuthpulver, welches gröber und feiner gepulvert war, so wurde dieselbe von dem Pol eines Magnetes mit Kräften zurückgestossen, die dem Gewicht des Pulvers direct entsprachen. Dasselbe Verhalten ergab sich beim Schwefel, Harz und bei der Stearinsäure. 468

Hieraus folgt, dass ein Wismuthstab, der sich in der Mitte einer langen Spirale befindet und an allen Stellen gleichen magnetisirenden Kräften ausgesetzt ist, auch in allen Molekülen gleiche diamagnetische Momente erhält. Man kann daher auf seiner ganzen Länge keinen freien Magnetismus wahrnehmen; derselbe ist nur an seinen Enden angehäuft. Als daher Christie (l. c.) Wismuthstäbe im Diamagnetometer dem astatischen System in verschiedenen Lagen gegenüberstellte, fand er fast gleiche Ablenkungen desselben, so lange sich die mittleren Theile der Stäbe in der Ebene des Systems befanden. Nur an den äussersten Enden und ein wenig über diese hinaus zeigte sich eine Zunahme der Ablenkung, wie sich leicht aus der Berechnung der Wirkung der beiden polaren Enden der Stäbe auf das System ergiebt.

Bei Pulvern von Gold, Silber und Kupfer hat indess Matteucci [2]) beobachtet, dass, je feiner dieselben vertheilt werden, je schlechter ihre elektrische Leitungsfähigkeit also wird, desto mehr ihr Diamagnetismus zunimmt. So fand er die diamagnetische Abstossung A gleicher Massen: 469

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. T. LVI, p. 193. 1859.* — [2]) l. c. S. 212.

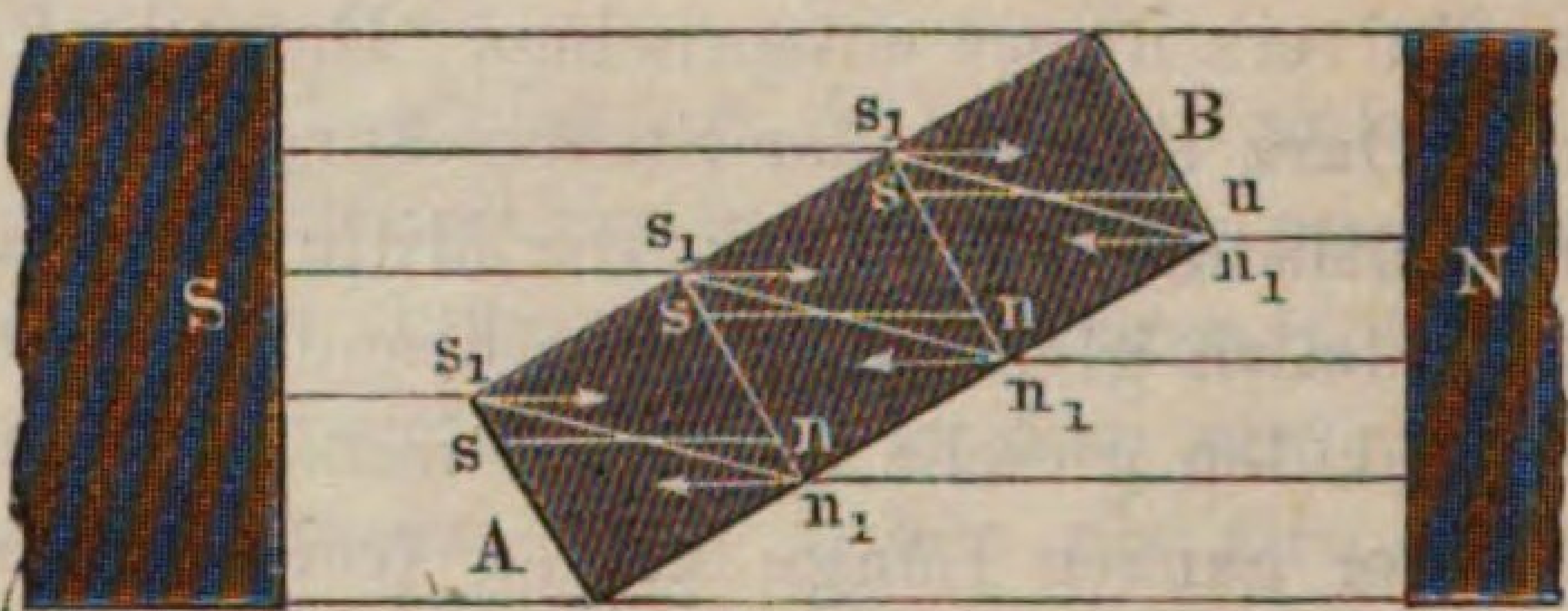
	Gewicht gleicher Volumina	A
Gold . .	11,355 bis 1,2grm	1 bis 1,73
Silber . .	4,77 bis 1,16grm	1 bis 1,55

Dieses Verhalten wäre um so merkwürdiger, als die erwähnten Metalle äusserst schwach diamagnetisch sind. Es könnte vielleicht auf einer stärkeren Condensation von Feuchtigkeit und von Gasen auf den feineren Pulvern beruhen. Eine genauere Untersuchung desselben wäre wohl sehr wünschenswerth.

Ebensowenig lässt sich bis jetzt eine deutliche Wechselwirkung zwischen zweien diamagnetisch erregten Körpern nachweisen. Als z. B. Matteucci an dem Arm einer Drehwage einen Wismuthwürfel vor dem einen Pol eines Elektromagnetes aufhängte und zwischen den Würfel und den Pol einen zweiten Wismuthwürfel einschob, änderte sich die Stellung des ersten nicht. — War an dem Arm der Drehwage ein Wismuthcylinder horizontal befestigt, welcher in der Axe einer grossen, horizontal gelegten Spirale schwebte, so ging derselbe, als in die Spirale ein zweiter Wismuthcylinder eingeführt wurde, nach einigen Oscillationen wieder vollständig in seine frühere Lage zurück. — Ebensowenig wirken Tropfen von diamagnetischen Flüssigkeiten aufeinander, welche in einer Eisenlösung zwischen den Magnetpolen schweben [1]).

Würden die einzelnen Theile eines diamagnetischen Mediums, z. B. eines Wismuthstabes, welche durch die Einwirkung zweier Magnetpole in einem gleichartigen Magnetfelde polarisirt sind, auf einander einwirken, so würden sie gegenseitig ihre Polarität schwächen [2]). Wäre z. B. ns (Fig. 224) die Richtung der durch die Magnetpole S und N in den Theilen des Stabes AB erzeugten Polarität, so würden in Folge davon die diamagnetischen Axen der Moleküle sich ein wenig neigen in die Lagen $n_1 s_1$. Durch die Magnetpole würde sich dann der Stab in die axiale Lage parallel den Magnetkraftlinien einstellen. Indess lässt sich diese Wechselwirkung der Theilchen, wie wir schon erwähnt, experimentell durchaus noch nicht nachweisen.

Fig. 224.



1) Matteucci, l. c. p. 193; Cours d'induction, Paris 1854. p. 202.* — 2) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. IX, p. 290. 1855.* Dieselbe Ansicht hat W. Weber, Phil. Mag. [4.] Vol. X, p. 407. Tyndall hält sie nicht für bewiesen, ibid. p. 422. und Thomson vertheidigt sie, Phil. Mag. [4.] Vol. XI, p. 66.*

II. Quantitative Bestimmungen des Magnetismus und Diamagnetismus verschiedener Körper.

Die quantitativen Verhältnisse der magnetischen und diamagnetischen 470
Momente, welche verschiedene Körper unter Einfluss derselben magnetisirenden Kraft erhalten, sind namentlich bei den schwächer magnetischen und diamagnetischen Stoffen sehr schwer mit Genauigkeit zu bestimmen, da diese Momente sehr klein sind, und eine sehr geringe Beimengung von Eisen sie wesentlich verändern kann. Werden die diamagnetischen Stoffe nur in eiserne Formen gegossen oder mit einem eisernen Instrument bearbeitet, so zeigen sie schon einen schwächeren Diamagnetismus als vorher, oder gar im Gegentheil eine magnetische Anziehung. — Aus diesem Grunde weichen die quantitativen Bestimmungen sehr stark von einander ab.

Zuerst hat Plücker eine grosse Reihe von Substanzen untersucht, indem er sie in einem mit einer Glasplatte bedeckten Uhrglase oder in einer Glaskugel von dem einen Pol oder den beiden Halbankern eines grossen Elektromagnetes abriss. Die festen Substanzen waren dabei mit Schweinefett verrieben. Man kann dann durch Division der beobachteten Anziehung oder Abstossung mit dem Gewicht der Substanz das Moment der Gewichtseinheit bestimmen. Der Magnetismus des Magnetes wurde durch Abreissen eines Eisenstäbchens von seinen Polen gemessen.

Die folgenden Tabellen enthalten die so gefundenen Resultate für die magnetischen und diamagnetischen Substanzen.

Die Rubrik M_g enthält die Werthe des Magnetismus gleicher Gewichte der Substanzen, der des Eisens gleich 100000 gesetzt, oder wie Plücker[1]) sie nennt, die Werthe des specifischen Magnetismus der Stoffe. Das diamagnetische Verhalten ist durch das —Zeichen angegeben.

Die Rubrik M_n enthält die Werthe des Magnetismus gleicher Gewichte der trockenen Salze in ihren Hydraten und Lösungen;

die Rubrik M_o die Werthe des Magnetismus gleicher Gewichte des Oxydes oder Oxyduls in ihren Hydraten oder Salzen;

die Rubrik M_m die Magnetismen gleicher Gewichte der Metalle Eisen, Nickel, Mangan in ihren Verbindungen;

die Rubrik M_a endlich den Magnetismus eines Atoms der verschiedenen Verbindungen, wenn der eines Atoms Eisen gleich 100000 gesetzt wird.

	M_g	M_n	M_o	M_m	M_a
Eisen	100000	100000	100000	100000	100000
Magneteisenstein	40227	—	—	55552	166656
Eisenoxyd	286	—	206	409	818

1) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 321. 1848.*

	M_g	M_n	M_o	M_m	M_a
Rotheisenstein	134	—	—	191	392
Eisenglanz	533	—	—	761	1522
Eisenoxydhydrat	156	—	—	296	592
Schwefelsaures Eisenoxyd . .	111	—	—	349	698
Eisenvitriol	78	142	—	385	385
Concentr. Lösung v. salpetersaurem Eisenoxyd	34	95	287	410	820
„ „ „ Eisenchlorid	98	224	516	737	1474
„ „ „ schwefelsaurem Eisenoxyd .	58	133	332	474	938
„ „ „ Eisenchlorür	84	190	381	490	490
„ „ „ schwefelsaurem Eisenoxydul .	126	219	462	594	594
Nickeloxydul	35	—	—	45	47
Nickeloxydulhydrat	106	—	142	180	190
Lösung von salpetersaurem Nickeloxyd . .	—	65	164	208	219
„ „ Chlornickel . .	—	111	171	217	229
Manganoxydhydrat	70	—	78	112	224
Manganoxydoxydul	167	—	—	232	696

Bemerkenswerth ist in dieser Tabelle:

1) der starke Magnetismus des Magneteisensteins;

2) der verschieden starke Magnetismus des Eisenoxydes in verschiedenen Zuständen;

3) das Ueberwiegen des Magnetismus, den z. B. Nickeloxydul in seiner Verbindung mit Wasser im Hydrat besitzt, über den Magnetismus des Oxyduls für sich;

4) dass in den Salzlösungen durch Hinzutreten der Säuren zum Oxyde der Magnetismus des letzteren nicht geschwächt wird.

Bei diamagnetischen Substanzen wurde in gleicher Weise gefunden, wenn der Diamagnetismus des Wassers gleich 100 gesetzt wird:

	Der Diamagnetismus gleicher Volumina	Der Diamagnetismus gleicher Gewichte
Wasser	— 100	— 100
Alkohol (specif. Gewicht 0,813) .	— 93	— 114
„ („ „ 0,851) .	— 122,5	— 143

	Der Diamagnetismus gleicher Volumina	gleicher Gewichte
Aether	— 93	— 127
Schwefelkohlenstoff	129	— 102
Schwefelsäure (specif. Gew. 1,839)	— 64	— 34
Salpetersäure (specif. Gew. 1,502)	— 71	— 48
Chlorwasserstoffsäure (specif. Gewicht 1,123)	— 114	— 102
Concentrirte Lösung von Kaliumeisencyanür	— 86	— 70
Gepulvertes Kochsalz	—	— 79
„ Wismuthoxyd . . .	—	— 35
Schwefelblumen	—	— 71
Terpentinöl	— 107	— 123
Quecksilber	— 314	— 23
Phosphor	— 1,72	— 100

Die diamagnetische Abstossung des Wassers steht zu der magnetischen Anziehung des Eisens bei gleichen Gewichten im Verhältniss von etwa 2,5 zu 100000.

Bemerkenswerth ist endlich, dass das gelbe Blutlaugensalz entschieden diamagnetisch ist, während das rothe Blutlaugensalz magnetisch sich verhält (vgl. §. 434). Gepulvertes rothes Blutlaugensalz wurde bei gleichem Gewicht 7,4mal stärker vom Magnetpol angezogen, als Wasser abgestossen; die magnetische Anziehung einer concentrirten Lösung jenes Salzes verhält sich zu der diamagnetischen Abstossung des Wassers wie 164 : 100.

Einige andere Bestimmungen von Plücker, welche nicht überall mit den hier angeführten übereinstimmen, haben wir schon §. 462 erwähnt. Bei diesen Bestimmungen dürfte indess der Magnetismus des Eisens zu hoch genommen sein, da es nicht im Zustande der grössten Vertheilung war. Bei späteren Versuchen mit ganz fein vertheiltem Eisen erhielt Plücker das Verhältniss des Magnetismus des Eisens zu dem des Eisenoxyds wie 1000000 zu 891 [1]). — Eine nicht weit hiervon abweichende Zahl 759 liefert die Tabelle §. 462.

Durch ganz ähnliche Versuche hat E. Becquerel [2]) folgende Zahlen für den Diamagnetismus gleicher Volumina gefunden:

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 113. 1851.* — [2]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XLIV, p. 223. 1855.*

Wasser	— 10	Reines Silber . .	— 23,2
Reines Kupfer	— 16,8	„ Gold . .	— 34,7
Galvanoplastisches Kupfer	— 14,1	Wismuth . . .	— 226,7

Vermittelst der Drehwage hat ferner E. Becquerel [1]) mit Hülfe der §. 438 beschriebenen Methode den Magnetismus und Diamagnetismus gleicher Volumina verschiedener Substanzen bestimmt, indem er stets die diamagnetische Abstossung verschiedener fester Körper in Luft oder verschiedenen Flüssigkeiten bestimmte. Die Differenz der erhaltenen Werthe entspricht dem Diamagnetismus der Flüssigkeiten, wenn man den der Luft vernachlässigt. Wir führen nur die Resultate für Flüssigkeiten von bestimmter Zusammensetzung an:

Wasser	— 10
Zink, käuflicher . . .	— 2,5
Wachs, weisses	— 5,68
Schwefel	— 11,37
Blei, käufliches	— 15,28
Phosphor	— 16,39
Selen	— 16,52
Wismuth	—217,6
Absoluter Alkohol . . .	— 7,89
Schwefelkohlenstoff . .	— 13,30
Concentrirte Lösung von Eisenchlorür	+658,13

Ist der Magnetismus von fein in Wachs vertheiltem Eisen gleich 1000000, so ist der eines gleichen Volums der zuletzt genannten Lösung + 25,7, der des Wassers — 0,4. Bei gleichem Gewicht ist dagegen der Magnetismus der Lösung gleich 140, der des Wassers — 3.

Vergleicht man die von Plücker und E. Becquerel gefundenen Verhältnisse des Magnetismus von feinvertheiltem Eisen, Wismuth und Wasser bei gleichen Gewichten, so erhält man dasselbe

	Eisen	Wismuth	Wasser
nach Plücker (§. 462)	1000000	— 23,6	— 7,8
„ E. Becquerel	1000000	— 10,7	— 3,1

Diese Abweichungen erklären sich gewiss aus der ungleichen Vertheilung des Eisens.

Weber [2]) hat den Diamagnetismus des Wismuths mit dem Magnetismus des Eisens durch das Diamagnetometer nach der §. 442 beschrie-

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXVIII, p. 313. 1850.* — [2]) Weber, Elektrodyn. Maassbest. Th. III.*

benen Einrichtung verglichen, indem er zwei Wismuthstäbchen von zusammen 343,5^{grm} Gewicht in den Spiralen des Magnetometers abwechselnd hob und senkte und entsprechend den für die Multiplicationsmethode geltenden Formeln die dem Magnet ertheilte permanente Ablenkung durch dieselben bestimmte; dieselbe betrug — 5,93 Theilstriche. Wurde nun an Stelle der beiden Wismuthstäbe nur ein Eisenstäbchen von 5,8^{mgrm} Gewicht in die eine Spirale eingeführt, so ergab sich die permanente Ablenkung des Magnetes + 128,4. Hiernach stehen die in gleichen Massen Eisen und Wismuth erzeugten magnetischen und diamagnetischen Momente im Verhältniss von 1 : 1470000. Reducirt man diese Momente auf die Einheit der magnetischen Masse, indem man an Stelle des verwendeten Eisenstäbchens ein Ellipsoid von Eisen von gleicher Masse und gleicher Länge setzt, so findet man mit Rücksicht auf die Versuche des §. 284, welche die Gesetzmässigkeit der Annäherung des Momentes des Eisens an ein Maximum darthun, das magnetische Moment der durch die Einheit der magnetisirenden Kraft inducirten Masseneinheit beim Eisen: 5,6074, dasselbe diamagnetische Moment beim Wismuth: $\frac{1}{434000}$. Aus der Berechnung der Inductionsversuche des §. 448 würde sich letztere Zahl zu $\frac{1}{471300}$ ergeben, so dass im Mittel das durch die magnetisirende Kraft erzeugte diamagnetische Moment des Wismuths 2540000mal kleiner ist als das magnetische Moment des Eisens.

Die quantitativen Beziehungen des Magnetismus der Gase sind von Plücker[1]) in gleicher Weise untersucht worden, wie der Magnetismus der festen und flüssigen Körper. — Die Gase wurden in kleine, durch einen Hahn verschliessbare Glaskugeln von etwa 45^{mm} Durchmesser gefüllt, diese Kugeln auf die beiden auf 5,5^{mm} einander genäherten Halbanker des Magnetes gesetzt und das zum Abreissen der Kugeln erforderliche Gewicht bestimmt. Zuerst wurde der Versuch stets mit der luftleer gepumpten Kugel angestellt und das hierbei gefundene Gewicht von den bei den Versuchen mit der mit Gas gefüllten Kugel beobachteten Gewichten subtrahirt. 471

Es ergab sich zuerst, dass die mit Sauerstoff gefüllte Kugel von den Magnetpolen stärker angezogen wurde als die luftleere. Es ist also der Sauerstoff nicht nur, wie die im §. 435 beschriebenen Versuche ergaben, weniger diamagnetisch als die umgebende Luft, sondern in der That für sich magnetisch.

Bei Füllung der Kugel mit verschieden stark comprimirtem Sauerstoff erwies sich die magnetische Anziehung des Sauerstoffs bis zum Druck von zwei Atmosphären seiner Dichtigkeit proportional. — Die Kugel wurde ferner mit Lösung von Eisenchlorid gefüllt, deren Magnetismus

1) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 87. 108;* Bd. LXXXIV, S. 161. 1851.*

mit dem des aus Wasserstoff reducirten Eisens verglichen war. — Durch Vergleichung der Resultate ergab sich das für gleiche Gewichte der Substanzen berechnete Verhältniss des Magnetismus

des Sauerstoffs zu dem der Lösung = 8,068 : 1,
der Lösung zu dem des Eisens = 1 : 2305.

Setzt man demnach den Magnetismus des durch Wasserstoff aus Eisenoxyd reducirten Eisens gleich 100000, so ist der eines gleichen Gewichtes Sauerstoff gleich 3500. Der Magnetismus eines Atomes Sauerstoff berechnet sich hiernach als 81,8mal kleiner als der eines Atomes Eisen.

Stickstoff, Stickoxydul, Wasserstoff, Aetherdampf, Kohlenoxyd und Chlor wurden zu schwach vom Magnete afficirt, als dass man bei der benutzten Methode eine deutliche Wirkung wahrnahm. Wasserstoff erweist sich zwar als diamagnetisch, indess ist sein Diamagnetismus höchstens $^1/_{200}$ von dem Magnetismus des Sauerstoffes.

Vernachlässigt man diese geringe Wirkung, so kann man den Magnetismus eines Gemenges der genannten Gase mit Sauerstoff dem Sauerstoffgehalt derselben proportional setzen. Dies Gesetz gilt sowohl für die atmosphärische Luft, bei der die Anziehung durch den Magnet ihrer Dichtigkeit proportional zunimmt, als auch bei einem Gemenge von Sauerstoff und Wasserstoff, Kohlenoxyd oder Chlor. Dichtere Luft in verdünnter, kältere Luft in wärmerer wird also vom Magnet angezogen.

Stickoxydgas ist magnetisch; bei gleichem Druck und gleichem Gewicht etwa 0,476mal, bei gleichem Volum 0,456mal so stark als Sauerstoffgas.

Untersalpetersäure ist unmerklich magnetisch.

Salpetrichte Säure verhält sich wie ein Gemenge von Stickoxyd und Untersalpetersäure. Ihr Magnetismus ist bei gleichem Volum und Druck 0,342, bei gleichem Gewicht 0,226 des Magnetismus des Sauerstoffes. (Die durch Mengung von Stickoxyd und Sauerstoff erhaltene grüne und rothe Flüssigkeit ist diamagnetisch, sie ist also wahrscheinlich nicht reine salpetrichte Säure.)

472 Bei diesen Versuchen hat Plücker [1]) noch ein eigenthümliches Verhalten beobachtet. Aequilibrirt man die an die Wage gehängte, mit Sauerstoff, Stickoxyd oder salpetrichter Säure gefüllte Kugel über dem Magnetpol so, dass sie nur schwach angezogen wird, und kehrt den magnetisirenden Strom plötzlich um, so bemerkt man eine momentane Abstossung der Kugel und dann erst wieder eine Anziehung. Auch bei der Mengung des Sauerstoffes mit diamagnetischen Gasen, z. B. bei Luft, zeigt sich dasselbe Verhalten.

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 299. 1851.*

Plücker schliesst hieraus, dass die genannten Gase die magnetische Polarität, welche sie unter dem Einfluss des Magnetes angenommen, eine Zeit bewahren, also eine gewisse Coercitivkraft besitzen. Jedoch sind über diesen schwierigen Punkt wohl noch weitere Versuche anzustellen, bei denen auch die beim Umlegen des Magnetes stattfindenden Inductionsströme, welche in der, wenn auch sehr schlecht leitenden Glaskugel immerhin noch eintreten könnten, besonders zu berücksichtigen wären.

E. Becquerel [1]) hat den Diamagnetismus und Magnetismus der Gase untersucht, indem er vermittelst des §. 438 beschriebenen Apparates die Abstossung eines aus gestossenem Glase und Wachs zusammengekneteten kleinen Cylinders oder einer beiderseits zugeblasenen Glasröhre bestimmte, welche von den verschiedenen Gasen umgeben war oder im luftleeren Raume hing. Zu diesem Zwecke war zwischen die Magnetpole ein verticaler, unten zugeblasener Glascylinder von 4^{ctm} Durchmesser und 40^{ctm} Höhe aufgestellt, und auf diesen der Kopf einer Torsionswage aufgesetzt, an welchen vermittelst eines Silberfadens oder einiger Haare der Wachsstab angehängt war. Der Glascylinder wurde evacuirt und mit den Gasen gefüllt; der Magnet wurde mittelst 30 bis 40 Bunsen'scher Elementen erregt und die Intensität J des Stromes durch eine Sinusboussole gemessen. Die durch das Verhältniss der durch J^2 dividirten Torsionswinkel T gemessenen Abstossungen A und A_I des Wachsstabes und Glasrohres ergaben sich u. A.: 473

	Wachsstab A	Glasrohr A_I
im luftleeren Raum	— 0,1145	+ 0,8535
im Sauerstoff von 76^{mm} Druck und 12° C.	— 0,2675	+ 0,3795
in Luft	— 0,1453	+ 0,7661
in Wasser	+ 0,7033	+ 3,502

Bezeichnet man also den Diamagnetismus des Wassers im luftleeren Raume mit — 10, so ist nach beiden Versuchsreihen der Magnetismus von:

	bei gleichem Volum		bei gleichem Gewicht
Sauerstoff . .	+ 1,871	+ 1,79	+1257
Luft	+ 0,377	+ 0,33	+ 293
Wasser . . .	— 10	— 10	— 10

Da sich nun ergeben hatte, dass die Magnetismen gleicher Gewichte von in Wachs vertheiltem Eisen und Wasser sich wie 1000000 : — 3 verhalten, so ist bei gleichem Gewicht der Magnetismus von:

1) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXVIII, p. 321. 1850.*

Eisen . . .	+	1000000
Sauerstoff . .	+	377
Luft . . .	+	88

Nimmt man den Magnetismus des Stickstoffs in der Luft als verschwindend an, so berechnet sich aus der letzteren Zahl der Magnetismus des Sauerstoffs zu $88 \cdot \frac{100}{21} = 421$.

In anderer Weise hat E. Becquerel (l. c.) den Magnetismus der Gase nachgewiesen, indem er ein Stäbchen von frisch ausgeglühter Kohle erst im luftleeren Raum, dann in verschiedenen Gasen zwischen die Magnetpole hängte und nach der §. 438 beschriebenen Methode ihre Abstossung (—) oder Anziehung (+) bestimmte. Es ergab sich dieselbe:

Kohle im luftleeren Raum . .	— 1,00
„ in Sauerstoff	+ 6,1
„ in Luft	+ 1,37

Dadurch also, dass die Kohle Sauerstoff oder Luft absorbirt hat, ist sie magnetisch geworden.

Die genaueren quantitativen Werthe der Anziehung oder Abstossung A der mit den Gasen erfüllten Kohle ergaben sich, wie folgt[1]):

	A	Wirkung des Gases in der Kohle
Kohle im Vacuum	— 0,7	—
„ in Kohlensäure	— 2,5	— 1,8
„ in Luft	+ 2,5	+ 3,2
„ in ölbildendem Gase . .	— 3,5	— 2,8
Kohle im Vacuum	— 1,7	—
„ in Cyangas	— 5,0	— 3,3

Nimmt man an, dass die Gase nach den von Saussure angegebenen Verhältnissen in der Kohle condensirt sind, so erhält man hiernach:

	Wirkung auf das Gas in der Kohle	Volumina, die von der Kohle condensirt sind	Wirkung auf gleiche Volumina
Sauerstoff	+ 100	9,25	+ 100
Stickoxydul . . .	— 4,9	40	— 1
Kohlensäure . .	— 11,8	35	— 2,8
Oelbildendes Gas .	— 18,4	35	— 4,5
Cyan	— 21,6	—	—

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXXII, p. 92. 1851.*

Wird die Kohle in Sauerstoff von verschiedener Dichtigkeit gebracht, so nimmt der Magnetismus zu, indess nicht proportional der Dichtigkeit des Gases; wohl weil die Condensation in der Kohle nicht in diesem Verhältniss zunimmt.

Endlich hat E. Becquerel [1]) auch noch nach der Art der Versuche von Plücker an einer empfindlichen Wage eine Glaskugel zwischen den halbkugelförmig ausgehöhlten Halbankern eines Elektromagnetes aufgehängt, die Stärke der Magnetisirung des letzteren durch die Schwingungszahl eines ihm gegenüber aufgehängten Magnetstabes gemessen und die Gewichte bestimmt, welche erforderlich waren, um die evacuirte oder mit verschiedenen Gasen gefüllte Kugel in einer Entfernung von 5 bis 10^{mm} von den Polen zu erhalten. Auf diese Weise ergab sich bei Vergleichung des Diamagnetismus der Gase mit dem des Wassers für gleiche Volumina

Wasser	— 10
Sauerstoff . . .	+ 1,823
Stickstoff	+ 0,498
Luft	+ 0,383,

welche Zahlen mit den oben angeführten gut übereinstimmen.

Es ist also der Magnetismus der Luft $\frac{383}{1823} = \frac{2101}{10000}$ von dem des Sauerstoffes; eine Zahl, die nahezu dem Gehalt der Luft an letzterem entspricht. — Das in demselben Verhältniss wie die Luft zusammengesetzte Stickoxyd ist magnetischer als diese; Stickoxydul ist dagegen diamagnetisch (vgl. §§. 435 und 471).

Die concentrirten Lösungen von diamagnetischen Gasen in Wasser sind sehr wenig stärker diamagnetisch als dieses. So ist der Diamagnetismus von

Wasser	— 10	Chlorwasser	— 10,09
Ammoniaklösung .	— 10,14	Lösung von schwefliger Säure	— 10,25

Nimmt man an, dass sich der Diamagnetismus der Lösungen einfach aus dem des Wassers und des gelösten Gases zusammensetzt, so wäre derselbe für

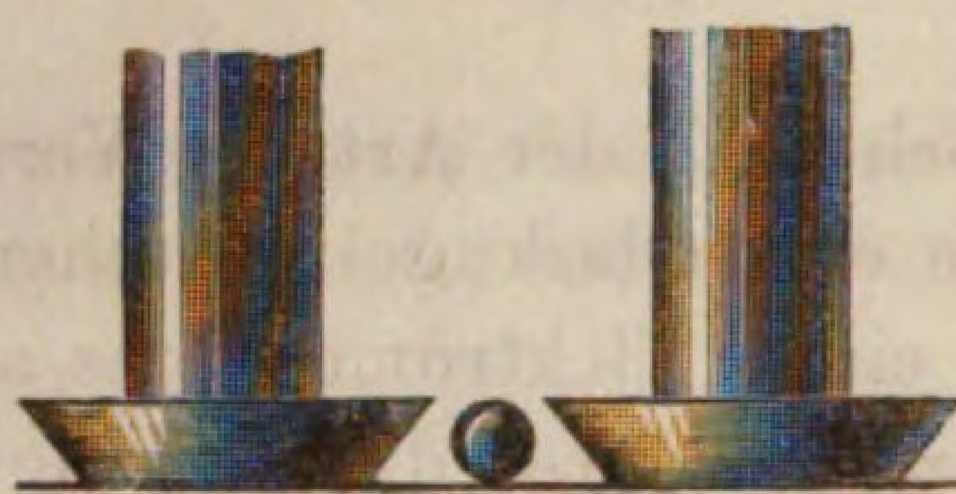
Wasser	— 10	Chlor	— 0,046
Ammoniak . . .	— 0,02	Schweflichte Säure . . .	— 0,005

Auch Faraday [2]) hat eine Reihe von Bestimmungen vorgenommen, indem er auf die Pole eines Logeman'schen Magnetes zwei Halbanker legte, die an dem Arm des Hebels einer Drehwage befestigten Körper in den durch letztere gebildeten Winkel brachte (Fig. 225 a. f. S.) 474

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XLIV, p. 209. 1855.* — [2]) Faraday, Exp. Res. Vol. III, p. 497.* Proceed. Roy. Inst. 21. Jan. 1853.

und die Torsion bestimmte, welche erforderlich war, um sie in einer festen Lage zu erhalten.

Fig. 225.



Zur Vergleichung des Diamagnetismus der Flüssigkeiten wurde derselbe Glascylinder in Luft und in den Flüssigkeiten untersucht; zur Vergleichung der Gase wurde eine Glaskugel luftleer und mit den Gasen gefüllt untersucht. — Der Diamagnetismus des in Luft befindlichen Wassers wurde gleich 100 gesetzt, dann sind die Magnetismen (+) und Diamagnetismen (—) gleicher Volumina:

Lösung von Kupferoxydul-Ammoniak	+ 134,23	Citronenöl	80
Lösung von Kupferoxyd-Ammoniak	119,83	Kampher.	82,59
Sauerstoff	17,5	Camphin	82,96
Luft	3,4	Leinsamenöl	85,56
Oelbildendes Gas. . . .	0,6	Olivenöl	85,6
Stickstoff	0,3	Wachs	86,73
Vacuum	0,0	Salpetersäure	87,96
Kohlensäure	0,0	Wasser	96,6
Wasserstoff	— 0,1	Ammoniaklösung	98,5
Ammoniakgas	0,5	Schwefelkohlenstoff . . .	99,64
Cyan	0,9	Concentrirte Salpeterlösung	100,08
Reines Zink	74,6	Schwefelsäure	104,47
Aether	75,3	Schwefel	118
Absoluter Alkohol . . .	78,7	Arsenchlorür	121,73
		Borsaures Bleioxyd	136,6
		Wismuth	1967,6

Die Kupferoxyd-Ammoniaklösung war erhalten, indem die Oxydullösung mit Luft geschüttelt wurde; sie enthielt also Nitrit.

Aus diesen Zahlen würde das Verhältniss der Magnetismen gleicher Volumina Wasser, Luft und Sauerstoff sich wie — 10 : 0,352 : 1,8 ergeben, also ganz ähnlich, wie dies Verhältniss von Becquerel gefunden ist. Nur die für die Luft gefundene Zahl dürfte etwas zu klein sein.

475 Matteucci[1]) hat dasselbe Verhältniss in einer freilich mehr indirecten Art geprüft. Eine Blase Sauerstoff, in der Mitte einer horizontalen, zwischen die Magnetpole gebrachten und mit Alkohol gefüllten Röhre, zieht sich zusammen, wenn ihre Mitte in der Verbindungslinie der Pole sich befindet, und dehnt sich aus, wenn sie ein wenig seitlich von derselben liegt. Ist die Röhre, statt mit Alkohol,

1) Matteucci, Compt. rend. T. XXXVI, p. 917. 1853;* Cours d'induction p. 198. 1854.*

mit einer Eisenchlorürlösung gefüllt, die magnetischer ist als Sauerstoff, so findet das Gegentheil statt. Wasserstoff zeigt gerade das entgegengesetzte Verhalten. — Matteucci suchte nun eine Eisenlösung auf, in der sich der Sauerstoff gerade indifferent verhielt, und fand, dass dieselbe in einem Cubikcentimeter etwa $6{,}3^{mgr}$ Salz enthielt; eine Zahl, die auf Resultate führt, welche mit den von Becquerel und Faraday gefundenen nahe übereinstimmen.

III. Magnetisches Verhalten der Krystalle.

Aus dem §. 428 u. flgde. beschriebenen Verhalten der diamagnetischen und schwach magnetischen Körper lässt sich in jedem einzelnen Falle ihr Verhalten zwischen zweien Magnetpolen ableiten. — Sind die Polflächen auf zwei einander gegenüberstehende Punkte reducirt, so stellt sich ein in seinem Schwerpunkt zwischen ihnen aufgehängter Stab von diamagnetischem Stoff, der in der Horizontalebene schwingen kann, gerade so, dass die Abstossung desselben durch die Magnetpole ein Minimum wird, also das in ihm erzeugte diamagnetische Moment ebenfalls ein Minimum wird. Dies geschieht in der äquatorialen Lage. Ein magnetischer Stab stellt sich so, dass seine Anziehung und auch sein magnetisches Moment ein Maximum wird; eine Bedingung, welche in der axialen Lage erfüllt ist. — Sind dagegen die Polflächen weiter ausgedehnt und weit von einander entfernt, so dass man annehmen kann, dass die auf jeden Punkt der diamagnetischen oder schwach magnetischen Körper wirkenden Kräfte gleich gross sind, so wird das Moment derselben stets der Summe der Momente der einzelnen Theilchen entsprechen, also ungeändert bleiben, in welcher Lage sie sich auch befinden; vorausgesetzt, dass ihre Theilchen nicht gegenseitig auf einander einwirken. Es würden also dann die Körper in allen Lagen zwischen den Magnetpolen im Gleichgewicht sein. 476

Ganz dasselbe indifferente Verhalten würden auch Körper zeigen, deren Theilchen nach verschiedenen Richtungen ungleich dicht geordnet wären, da auch bei ihnen, immer unter der angegebenen Voraussetzung, nach allen Richtungen das Moment dasselbe ist, wenn auf alle ihre Theile die magnetisirende Kraft gleich stark wirkt.

Abweichend hiervon ist indess das Verhalten von Körpern, welche, 477
sei es durch ihre krystallinische Beschaffenheit oder durch schnelle Abkühlung, sei es durch äussere mechanische Hülfsmittel, wie durch einseitigen Druck eine ungleiche Dichtigkeit nach verschiedenen Richtungen erhalten haben. — Bei diesen Körpern findet man stets gewisse Richtungen, welche sich äquatorial oder axial einstellen, wenn auch auf alle ihre Theile gleiche magnetisirende Kräfte wirken. Besonders hervorstechend sind diese verschiedenen magnetischen Eigenschaften nach verschiedenen Richtungen in den krystallisirten Körpern, welche nicht dem regulären

System angehören. Dies ist zuerst von Plücker[1]) beobachtet worden. So stellt sich ein Wismuthkrystall so ein, dass eine bestimmte Richtung in demselben, welche Faraday[2]) mit dem Namen der Magnekrystallaxe bezeichnet, der Verbindungslinie der Magnetpole, der Magnetaxe, parallel wird. Diese Magnekrystallaxe ist perpendiculär auf der glänzendsten Spaltungsrichtung. Ganz ebenso verhält sich Antimon und Arsen (nach Plücker[3]) verhält sich Antimon umgekehrt). — Bekanntlich krystallisirt Wismuth wie Antimon und Arsen in Rhomboëdern und die Hauptspaltungsrichtung steht senkrecht auf der Hauptaxe der Krystalle, so dass diese mit der Magnekrystallaxe zusammenfällt. — Die im regulären System krystallisirenden Metalle Zink, Kupfer, Zinn, Blei, Gold geben keine Anzeigen einer solchen Einstellung. — Faraday bezeichnet die Kraft, welche die Einstellung der Krystalle bewirkt, so dass ihre Magnekrystallaxe sich axial stellt, mit dem Namen der Magnekrystallkraft.

In einem Drathkreise oder einer Spirale, durch die man einen Strom leitet, stellt sich selbstverständlich ein Wismuthkrystall ebenfalls so ein, dass seine Magnekrystallaxe mit der Axe der Spirale zusammenfällt[4]).

Krystalle von Tellur, Osmium-Iridium, leichtflüssigem Metall zeigen eine schwache oder undeutliche Magnekrystallkraft.

478 Wir wollen zunächst ausführlicher die Einstellung der Krystalle betrachten, wenn auf alle ihre Theile die magnetisirende Kraft gleich stark und in gleicher Richtung wirkt, wenn sie also z. B. zwischen zwei flachen, einander nicht allzusehr genäherten Magnetpolen in der Mitte aufgehängt werden.

Bei Krystallen des regulären Systems bemerkt man, wie wir schon erwähnt, meist keine Richtung, in der vorherrschend die magnetische Wirkung ausgeübt würde. Sie bleiben in einem gleichartigen Magnetfelde in jeder Lage im Gleichgewicht.

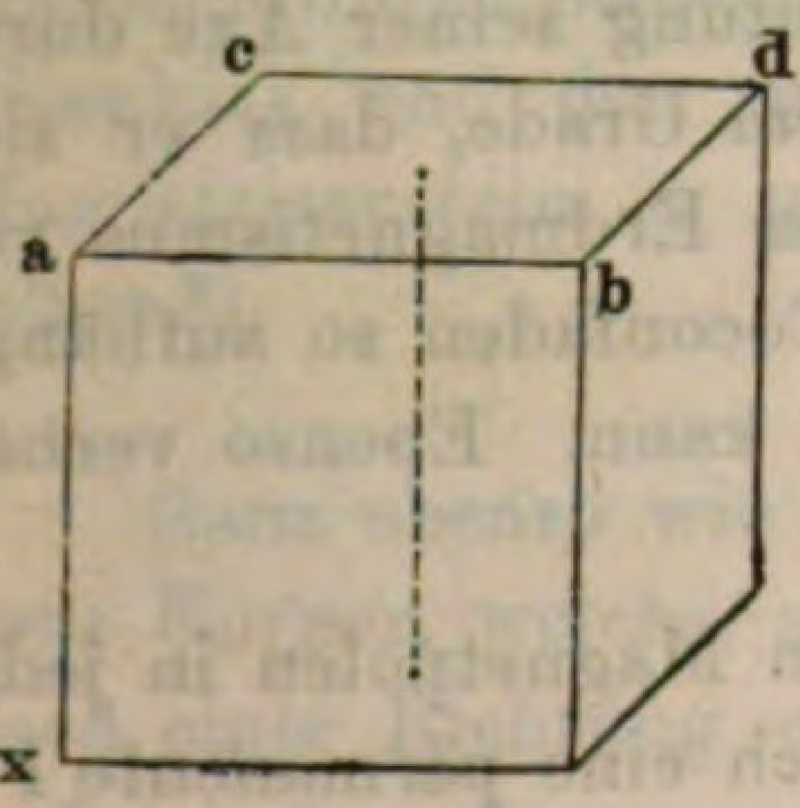
Nur einzelne Krystalle, die auch sonst durch ihre pyroelektrischen Eigenschaften ausgezeichnet sind, scheinen hiervon eine Ausnahme zu machen. — So beobachtete Volger[5]), dass ein Boracit, ein Krystall von magnetischer Masse, welcher an der einen Würfelecke aufgehängt war, zwischen den Magnetpolen eine solche Lage annahm, dass die Ebene der pyroelektrischen Hauptaxe sich axial einstellte. Hing dagegen die Hauptaxe vertical, so blieb der Krystall in Ruhe, wenn eine der drei, die gegenüberstehenden Ecken des Krystalls verbindenden Axen sich axial stellte. Es besitzt hiernach der Boracit in magnetischer Beziehung dieselben Axen wie in elektrischer Beziehung.

[1]) Plücker, Pogg. Ann Bd. LXXII, S. 315. 1847.* — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXII, §. 2457 u. flgde.* — [3]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 576. 1849.* — [4]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXII, §. 2507.* — [5]) Volger, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 507. 1854.*

Verhältnissmässig einfach gestaltet sich noch die Einstellung der 479
Krystalle, welche nur eine Symmetrieaxe besitzen, also dem zwei- und einaxigen oder drei- und einaxigen Krystallsystem angehören; und zwar zeigt sich hier ein Unterschied zwischen Krystallen, deren Masse magnetisch oder diamagnetisch ist.

Verwendet man z. B. die zu den Polarisationsapparaten gebrauchten grünen Turmalintafeln, so werden diese von einem einzelnen Magnetpol deutlich angezogen; ihre Masse ist also magnetisch. Es sei *abcd*, Fig. 226, eine solche möglichst quadratische Tafel, in welcher die optische Hauptaxe parallel der Kante *ax* liege. Hängt man die Tafel zwischen den Magnetpolen so auf, dass die Fläche *axb* horizontal liegt, so stellt sich dieselbe stets so, dass die Kante *ax* in die äquatoriale Lage kommt. Es wird demnach der Krystall in der Richtung seiner Hauptaxe am wenigsten von den Polen des Magnetes angezogen [1]).

Fig. 226.



Bei einem reinen Kalkspath stellt sich eine, parallel der Hauptaxe 480
geschliffene, kreisförmige Platte, welche horizontal zwischen den Magnetpolen aufgehängt wird, so dass die Hauptaxe äquatorial steht. Pulvert man den Krystall und formt aus dem Pulver ein Stäbchen, so stellt sich dieses äquatorial, so dass sich die Masse des Krystalles als diamagnetisch erweist.

Bei einer eben solchen aus eisenhaltigem Kalkspath geschliffenen Platte dagegen stellt sich die Hauptaxe axial, und das Pulver des Krystalles erweist sich als magnetisch [2]).

Ganz entsprechend stellen sich kreisförmige Scheiben, geschnitten aus einer parallel den Rhomboëderflächen abgespaltenen Kalkspathplatte zwischen den Polen so, dass die durch die Spaltungsebenen in ihnen gebildeten spitzen Ecken den Magnetpolen zugekehrt sind, wenn die Masse des Krystalles diamagnetisch ist. Ist dieselbe magnetisch, so kehren sich die stumpfen Ecken den Magnetpolen zu. — Auch rhombische Tafeln, die von eisenfreiem und eisenhaltigem Kalkspath abgespalten werden, stellen sich entsprechend diesen Regeln, wenn alle ihre Theilchen nahezu gleichen magnetischen Einflüssen unterworfen sind.

Wie der reine und eisenhaltige Kalkspath verhalten sich isländischer Doppelspath einerseits und Spatheisenstein andererseits.

Aehnlich verhalten sich auch einerseits schwefelsaures Zinkoxyd und schwefelsaure Magnesia, andererseits schwefelsaures Nickeloxyd, welche

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXII, S. 315. 1847;* Bd. LXXVII, S. 447. 1849;* Bd. LXXVIII, S. 428. 1849.* — [2]) Knoblauch und Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 233; Bd. LXXXI, S. 481. 1850.*

alle in gleichen geraden rhombischen Prismen krystallisiren, alle gleiche optische Eigenschaften besitzen und alle eine einzige, der Axe des Prismas parallele Spaltungsrichtung besitzen. Hängt man die Krystalle so auf, dass die Axe des Prismas senkrecht hängt, so stellt sich bei den ersten beiden Krystallen, deren Masse diamagnetisch ist, die Spaltungsrichtung äquatorial, bei dem letzten Salz, dessen Masse magnetisch ist, aber axial.

Ebenso stellt sich in dem Scapolith, dessen Masse magnetisch ist, die Spaltungsrichtung axial, bei dem diamagnetischen Salpeter äquatorial.

481 Der Cyanit besitzt die Fähigkeit, in der Richtung seiner Axe durch den Magnetismus polarisirt zu werden, in so hohem Grade, dass er sich schon mit derselben durch den blossen Einfluss des Erdmagnetismus von Nord nach Süd einstellt, wenn man ihn an einem Coconfaden so aufhängt, dass die Axe in der horizontalen Ebene schwingen kann. Ebenso verhält sich der Augit und Zinnstein.

Krystalle von Eisenglanz bleiben zwischen den Magnetpolen in jeder Lage im Gleichgewicht, da sie wahrscheinlich sogleich eine permanente Polarität in ihrer ersten Stellung zwischen denselben annehmen [1]).

482 Wir können hiernach die einaxigen Krystalle mit magnetischer und diamagnetischer Masse in je zwei Gruppen theilen, in solche, bei denen die magnetische oder diamagnetische Induction in der Richtung der Symmetrieaxe im Maximum ist, magnetisch positive Krystalle, und in Krystalle, bei denen die Induction in jener Richtung im Minimum ist, magnetisch negative Krystalle.

In einem gleichartigen Magnetfeld stellt sich also, wenn der Krystall um eine gegen die Axe geneigte Drehungsaxe schwingen kann:

Krystalle	Masse	die Symmetrieaxe
positiv	magnetisch	axial
positiv	diamagnetisch	äquatorial
negativ	magnetisch	äquatorial
negativ	diamagnetisch	axial

Auf diese Weise stellt sich das Verhalten einiger einaxiger Krystalle nach Plücker wie folgt:

Magnetische Krystalle:

1) Positive: Spatheisenstein, Scapolith, grüner Uranit, schwefelsaurer Kupferoxyd-Kalk, eisenhaltiges Bittersalz.

2) Negative: Turmalin, Beryll, Dioptas, Vesuvian, schwefelsaures Nickeloxyd, Kupferammoniumchlorid.

[1]) Plücker, l. c.

Diamagnetische Krystalle:

1) Positive: Kalkspath, Antimon, Molybdänblei, Arsenblei, schwefelsaures Kali, Salpeter.

2) Negative: Wismuth, Arsen, Eis, Zircon, Honigstein, Cyanquecksilber, arsensaures Ammoniak [1]).

Wie die ursprünglichen Krystalle stellen sich auch Pseudomorphosen ein, wenn sie dieselbe Structur und dasselbe magnetische Verhalten wie jene behalten haben, so z. B. stellt sich ein durch Reduction eines Spatheisensteinkrystalls durch Schwefelwasserstoff erhaltener pseudomorpher Krystall von Eisenkies und der durch Rösten dieses letzteren erhaltene künstliche Magneteisenstein in gleicher Weise ein, wie der ursprüngliche Krystall selbst [2]).

Ganz ebenso wie die Krystalle mit einer Axe verhalten sich auch an- 483
dere Körper, welche, sei es durch die Natur, sei es auf künstlichem Wege nach einer Richtung eine andere Structur erhalten haben, als nach den anderen.

So hat Tyndall eine Reihe von Hölzern untersucht, welche in der Richtung ihrer Längsfasern dichter sind als in der darauf senkrechten Ebene. Er bestimmte zuerst das magnetische Verhalten ihrer Masse. Die Hölzer wurden dabei in Würfelform zwischen die gegeneinander geneigten Polflächen der auf den Elektromagnet gesetzten Halbanker gehängt und beobachtet, ob sie in den durch dieselben gebildeten Winkel hineingezogen oder aus demselben herausgetrieben wurden [3]). Die Würfel wurden sorgfältig vor den Versuchen mit einer Glaskante abgekratzt, um alle Eisentheile von ihrer Oberfläche zu entfernen. Ihre Masse war bei 34 Holzsorten diamagnetisch; die Längsrichtung der Fasern stellte sich stets äquatorial. Bei einem Würfel von schwarzem Eichenholz fand diese letztere Einstellung auch statt, obgleich die Masse, vermuthlich durch Tränken mit einer schwach eisenhaltigen Flüssigkeit, magnetisch war. Da indess die Eisentheilchen sich im Holze gleichmässig verbreitet hatten und so in allen Stellungen gleichmässig von den Magnetpolen erregt wurden, konnten sie auf die durch die Structur des Holzes selbst bedingte Einstellung keinen Einfluss haben.

Auch ein schnellgekühlter Cylinder von schwach magnetischem Glase stellt sich mit seiner Axe äquatorial [4]).

Sehr deutlich zeigt sich der Einfluss der ungleichen Dichtigkeit, wenn 484
man dieselbe in verschiedenen Körpern künstlich herstellt [5]).

1) Plücker, Phil. Trans. 1858. Pt. II, p. 582.* — 2) Knoblauch und Tyndall, l. c. — 3) Tyndall, Phil. Trans. 1855. p. 6.* Phil. Mag. [4.] Vol. X, p. 180.* — 4) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXV, S. 108. 1848.* — 5) Knoblauch und Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXXI, S. 492. 1850.*

Formt man z. B. aus Mehl und Gummi ein längliches Stäbchen, so stellt es sich mit der Längsrichtung äquatorial ein. Presst man es in dieser Richtung so zusammen, dass es ebenso lang als breit oder noch kürzer ist, so stellt sich auch jetzt noch die Richtung, in welcher die Zusammendrückung stattfand, äquatorial ein. Mengt man dem Mehl ein magnetisches Pulver, z. B. von kohlensaurem Eisenoxydul, bei, so stellt sich das aus diesem geformte Stäbchen axial und ebenso die daraus gepresste Scheibe mit der Richtung ihrer Zusammendrückung.

Ganz ähnlich stellt sich ein durch Zusammenpressung von Wismuthpulver erhaltener Würfel mit der Richtung äquatorial ein, in welcher das Wismuthpulver die Pressung erlitten hat.

Während sich ferner Wismuthkrystalle, deren Spaltungsebenen vertical sind, zwischen den Magnetpolen so einstellen, dass ihre Spaltungsebenen die äquatoriale Lage annehmen, gehen letztere in die axiale Lage über, wenn man die Krystalle in der gegen ihre Spaltungsebenen verticalen Richtung zusammenpresst [1]).

485 Bei Körpern, welche nach mehr als zwei auf einander verticalen Richtungen ungleiche Dichtigkeit besitzen, sind die Erscheinungen complicirter. Sie lassen sich indess immer auf dieselben Bedingungen zurückführen, welche auch bei der Einstellung einaxiger Krystalle gelten.

So ist z. B. Elfenbein diamagnetisch, und zwar stellt sich wegen der ungleichen Dichtigkeit eine bestimmte Linie in einer kreisrunden Elfenbeinplatte zwischen den Magnetpolen in die äquatoriale Lage. Legt man nun zwei gleiche kreisrunde Elfenbeinplatten übereinander und hängt sie zwischen den Magnetpolen auf, so stellt sich die Halbirungslinie des spitzen Winkels der in jeder einzelnen Platte sich äquatorial stellenden Linien äquatorial.

Bei zwei kreisrunden magnetischen Guttaperchascheiben, welche gleichfalls in einer Richtung stärker magnetisch waren als in der darauf senkrechten, zeigt sich das analoge Verhalten. Die Halbirungslinie des spitzen Winkels der axialen Linien in den Platten stellt sich axial ein [2]).

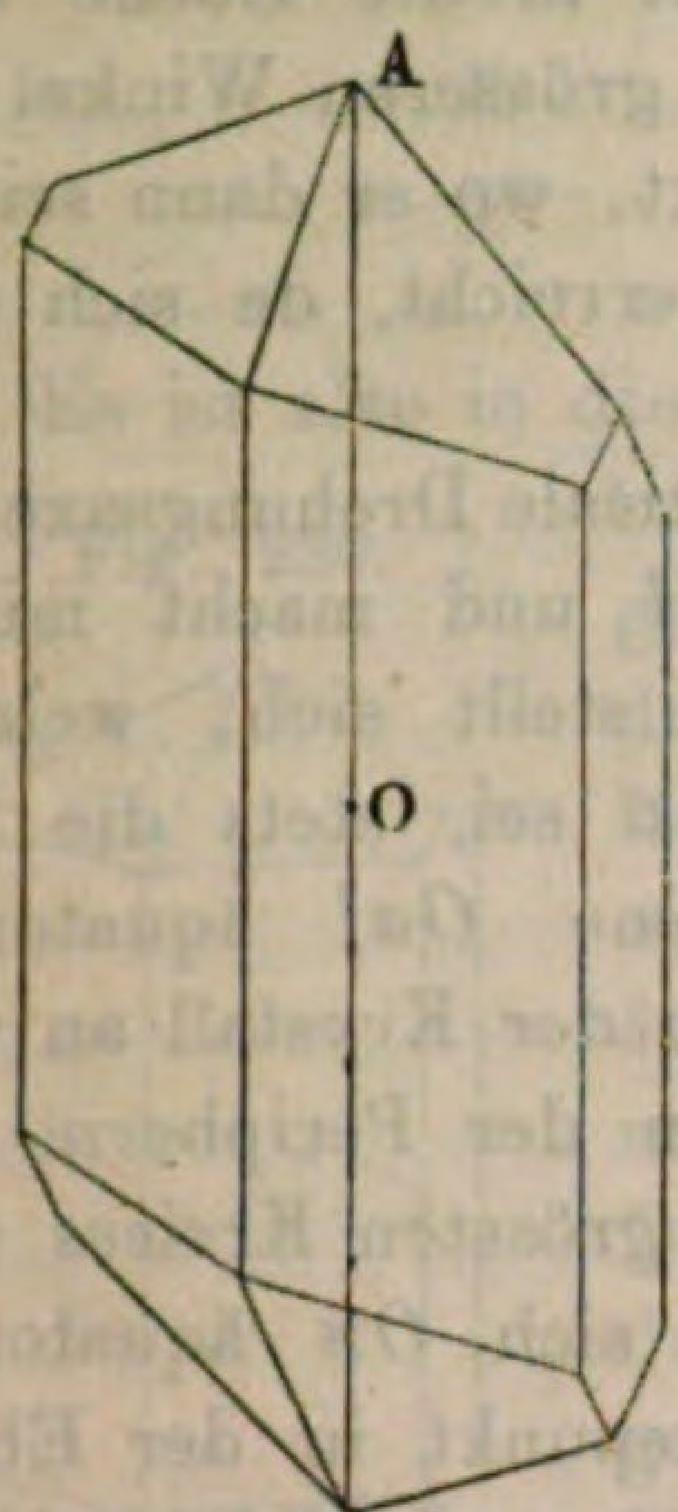
486 In ähnlicher Weise lässt sich auch das magnetische Verhalten von Krystallen mit drei ungleichen Elasticitätsaxen betrachten.

Von den vielen, von Plücker und Beer gemachten Versuchen wollen wir nur einige ausführlicher beschreiben.

[1]) Tyndall, Phil. Mag. [4.] T. II, p. 183;* Pogg. Ann. Bd. LXXXIII. S. 409. 1851.* — [2]) Knoblauch und Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 240. 1850.*

Da in einem gleichförmigen Magnetfeld die Gestalt der Körper auf ihre Einstellung keinen Einfluss hat (vgl. §. 476), so können wir einen natürlichen Krystall verwenden, um dieselbe zu studiren. Der Einfachheit halber wollen wir uns indess stets eine Kugel aus dem Krystall geschnitten denken und deren Einstellung betrachten.

Fig. 227.



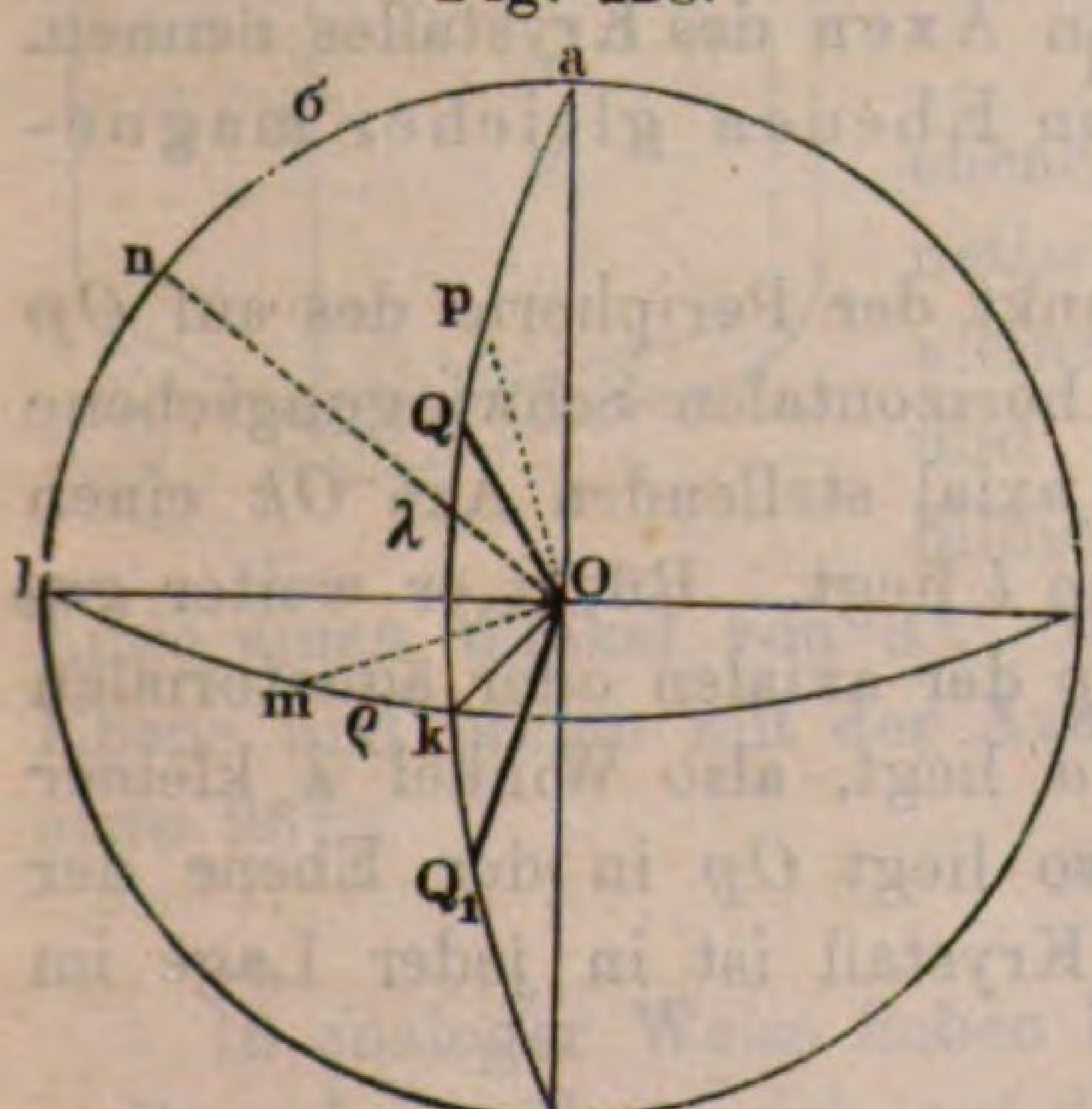
Kaliumeisencyanid (Fig. 227) ist ein Salz mit magnetischer Masse. Wir wollen als Grundform seiner Krystallform ein rhombisches Prisma annehmen. Die Hauptaxe OA werde mit a, die längere und kürzere Diagonale des gegen die Axe verticalen Durchschnitts mit l und k bezeichnet [1]).

Wird nun der Krystall oder eine aus ihm geschliffene Kugel (Fig. 228) so aufgehängt, dass sich befindet:

	vertical	in der horizontalen Schwingungsebene	so stellt sich
I.	k	$a\ l$	l axial.
II.	l	$a\ k$	k axial.
III.	a	$l\ k$	k axial.

Hiernach würde die stärkste Magnetisirung der Moleküle des Salzes in der Richtung der kürzeren Diagonale k, die mittlere in der der längeren l, die schwächste in der Richtung der Axe a stattfinden. Das Ueberwiegen der Wirkung in den ersteren Richtungen ist so gross, dass bei den ersten beiden Aufhängungsarten selbst zwischen ziemlich spitz zulaufenden Magnetpolen die Hauptaxe eines länglichen Stückes des Krystalles sich äquatorial stellt.

Fig. 228.

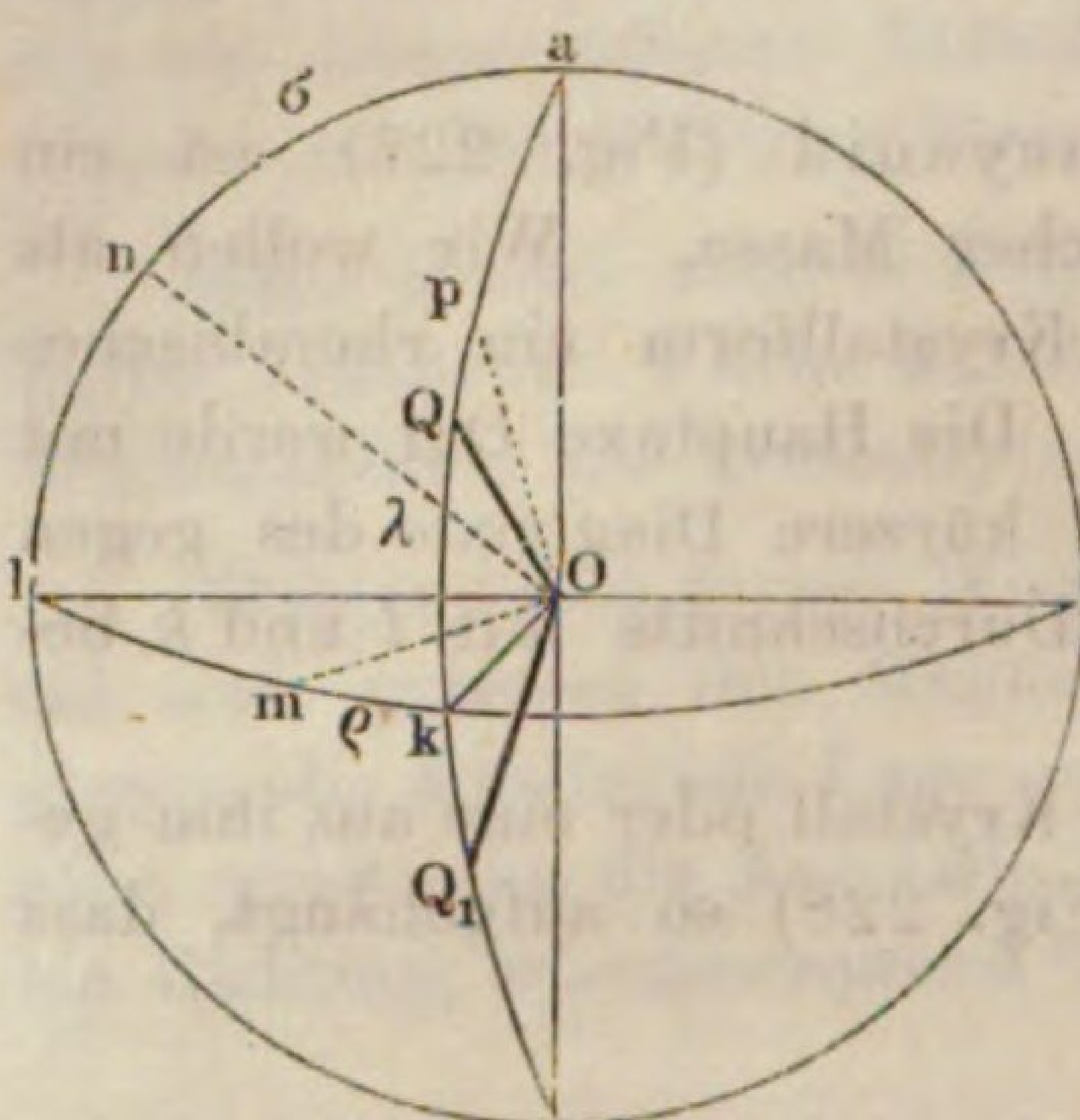


Wird ferner der Krystall oder die aus dem Krystall geschliffene Kugel so aufgehängt, dass ein in der Ebene Olk liegender Durchmesser Om, der mit Ok den Winkel ϱ bildet, als verticale Drehungsaxe dient, so stellt sich die in der horizontalen Schwingungsebene liegende Axe Oa stets äquatorial, die Ebene Olk axial, welches auch der Winkel ϱ sei.

[1]) Plücker und Beer, Pogg. Ann. Bd. LXXXI, S. 115. 1850;* Bd. LXXXII, S. 42. 1851;* Phil. Trans. 1858, Pt. II, p. 570.*

Wird der Krystall in irgend einem Punkt der Peripherie des auf Om verticalen Kreises aufgehängt, so dass Om in der Horizontalebene schwingt, so stellt sich Om axial, wenn der Aufhängepunkt in die Ebene Olk fällt, und weicht von dieser Lage um einen um so grösseren Winkel ab, je mehr der Aufhängepunkt gegen Punkt a fortrückt, wo er dann seinen Maximumwerth ϱ erreicht, da sich nun Ok axial einstellt.

Fig. 229.



Liegt die verticale Drehungsaxe On in der Ebene Oal und macht mit a den Winkel σ, so stellt sich, welches auch der Winkel σ sei, stets die Axe k axial, die Ebene Oal äquatorial. — Wird wiederum der Krystall an verschiedenen Punkten der Peripherie des auf On verticalen grössten Kreises aufgehängt, so stellt sich On äquatorial, wenn der Aufhängepunkt in der Ebene des Kreises Ola liegt, und bildet mit der Aequatorialebene den Winkel σ, wenn der Aufhängepunkt bis k fortrückt, wo sich Oa äquatorial stellt.

Wird endlich der Krystall so aufgehängt, dass die verticale Drehungsaxe Op desselben in die Ebene Oka fällt und mit Ok den Winkel λ bildet, so stellt sich bei wachsenden Werthen desselben erst Ol axial, dann aber äquatorial. Bei dem Grenzwerth $\lambda = \omega = 70^0$ stellt sich der Krystall gar nicht ein. — Die Drehungsaxe wollen wir in diesem Fall mit OQ bezeichnen. Dasselbe Verhalten wird der Krystall zeigen, wenn seine Drehungsaxe OQ_1 ist, die ebenfalls mit Ok den Winkel $\omega = 70^0$ bildet. Diese beiden Axen kann man die magnetischen Axen des Krystalles nennen. Die auf ihnen verticalen Ebenen sind dann Ebenen gleicher magnetischer Induction.

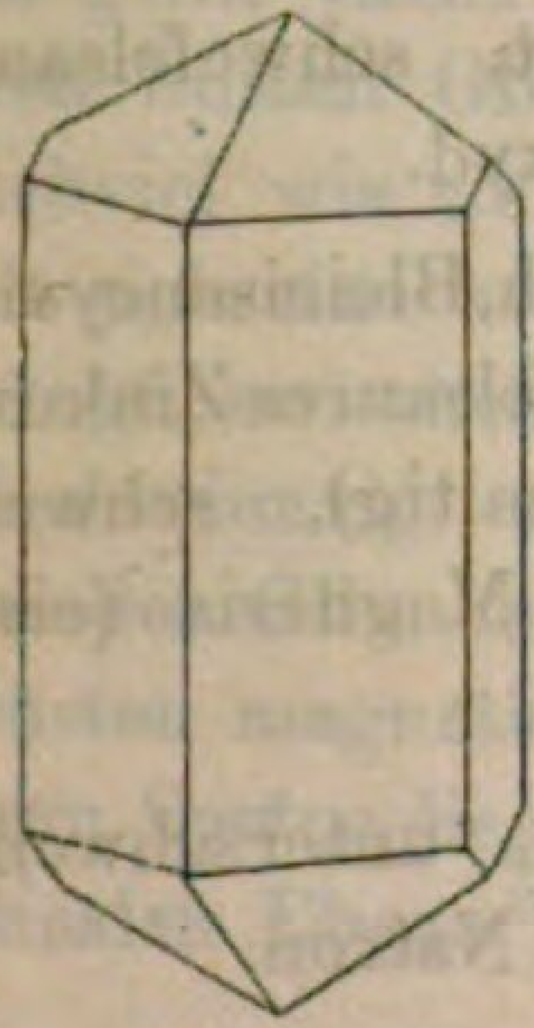
Hängt man den Krystall an einem Punkt der Peripherie des auf Op verticalen Kreises auf, so dass Op in der horizontalen Schwingungsebene sich befindet, so bildet Op mit der sich axial stellenden Axe Ok einen Winkel von λ^0, wenn der Aufhängepunkt in l liegt. Rückt er weiter gegen die Ebene Oka vor, so nähert sich Op der axialen oder äquatorialen Lage, jenachdem es näher an Ok oder Oa liegt, also Winkel λ kleiner oder grösser ist. Ist $\lambda = 90 - \omega$ (20^0), so liegt Op in der Ebene der gleichen magnetischen Induction und der Krystall ist in jeder Lage im Gleichgewicht.

487 Schwefelsaures Zinkoxyd hat eine diamagnetische Masse und krystallisirt gleichfalls in einem rhombischen Prisma mit rhombischer Basis (Fig. 230). Bezeichnen wir seine krystallographische Hauptaxe mit a', die längere und kürzere Diagonale der Basis mit l' und k', so stellt sich der Krystall wie folgt:

Verticale Drehungsaxe	In der horizontalen Schwingungsebene	Es stellt sich äquatorial
a'	l' und k'	k'
l'	a' und k'	a'
k'	a' und l'	a'

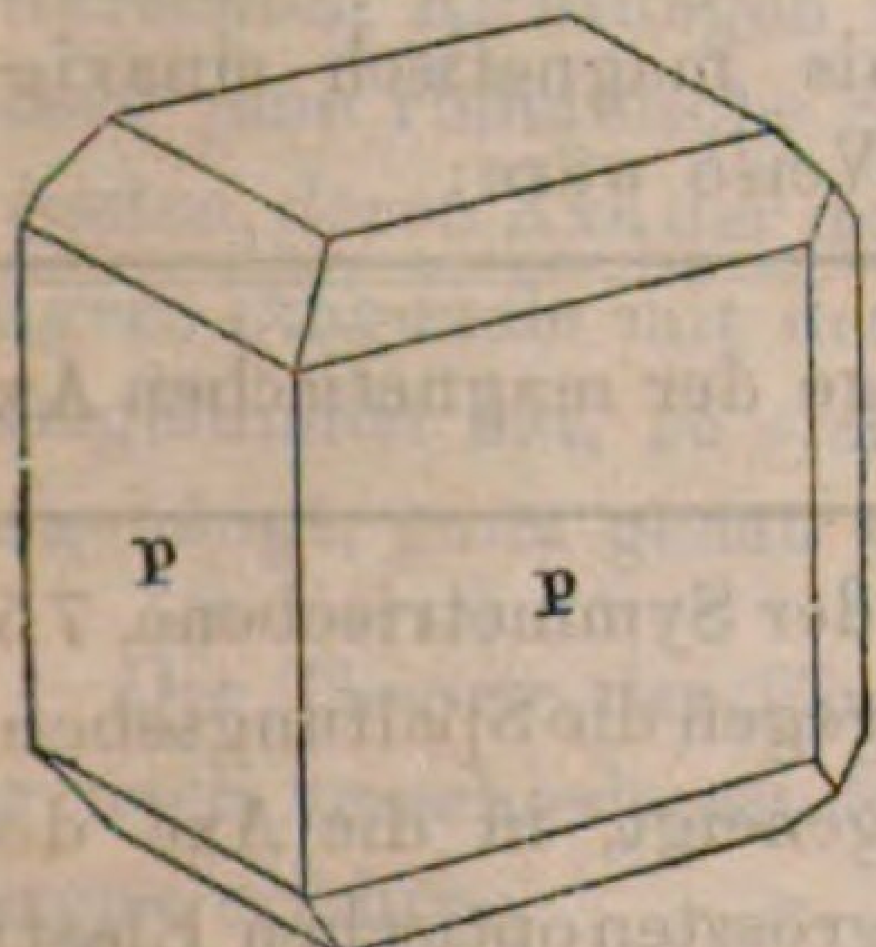
Es ist also in diesem Fall die Hauptaxe a' die Linie der grössten, die kurze Diagonale k' die Linie der mittleren, die Diagonale l' die der kleinsten diamagnetischen Induction. Ersetzen wir also in der Beschreibung des Verhaltens des Kaliumeisencyanides die Buchstaben k durch a', l durch k', a durch l' und das Wort axial durch äquatorial, so erhalten wir einen Ueberblick des diamagnetischen Verhaltens des schwefelsauren Zinkoxydes. Die magnetischen Axen dieses Salzes liegen in der durch die Hauptaxe und längere Diagonale der Basis gelegten Ebene und bilden mit der Diagonale einen Winkel von etwa $47^1/_2{}^0$.

Fig. 230.



Ameisensaures Kupferoxyd (Fig. 231) ist ein Salz, welches in schiefen rhombischen Prismen krystallisirt, deren Axe mit der der rhombischen Basis parallelen Hauptspaltungsrichtung einen Winkel von $78^0 55'$ bildet. Die Winkel zwischen den Seitenflächen p und p sind $90^0 52'$. Die Symmetrieebene des Salzes geht durch die Axe und längere Diagonale der Basis. Die Masse des Salzes ist magnetisch. 488

Fig. 231.



In diesem Salz ist die auf der Symmetrieebene verticale Axe die Axe der mittleren magnetischen Induction. Die Axe der grössten und kleinsten Induction liegen in der Symmetrieebene und stehen vertical aufeinander. Die erstere bildet mit der auf der Spaltungsfläche verticalen Linie einen Winkel von 3^0. Die magnetischen Axen liegen in derselben Ebene und bilden mit der Axe der grössten Induction einen Winkel von etwa 25^0.

In analoger Weise haben Plücker und Beer bei verschiedenen Krystallen, deren Form sich auf drei Symmetrieebenen oder ein rhombisches Prisma mit gerader rhombischer Endfläche zurückführen lässt, das magnetische Verhalten der Axe a, der grössten und kleinen Diagonale l und k der Basis folgendermaassen festgestellt: 489

Axe grösster Induction	Axe mittlerer Induction	Axe kleinster Induction	Masse	Name
k	*a*	*l*	magnetisch	Schwefelsaures Nickeloxyd, schwefelsaures Nickeloxyd-Zinkoxyd.
			diamagnetisch	Seignettesalz.
a	*k*	*l*	diamagnetisch	Arragonit, schwefelsaures Zinkoxyd.
l	*a*	*k*	magnetisch	Staurolith, Bleieisencyanid, schwefelsaures Zinkoxyd (eisenhaltig), schwefelsaure Magnesia (eisenhaltig).
			diamagnetisch	Anhydrit, unterschwefligsaures Natron.
k	*l*	*a*	magnetisch	Kaliumeisencyanid.
			diamagnetisch	Schwefel, Citronensäure.

490 Bei einigen Krystallen mit drei ungleichen Axen ist die nach zwei aufeinander senkrechten Richtungen stattfindende magnetische oder diamagnetische Induction fast gleich, so dass sie als magnetisch einaxige Krystalle betrachtet werden können. Auf diese Weise wäre:

	Masse	Verhalten	Lage der magnetischen Axe
Eisenvitriol	magnetisch	positiv	in der Symmetrieebene, 75° gegen die Spaltungsebene geneigt, in die Axe der grössten optischen Elasticität fallend [1]).
Bernsteinsäure	diamagnetisch	positiv	in der Axe der grössten optischen Elasticität.
Borax	diamagnetisch	negativ	vertical auf der Spaltungsebene, in der Axe der kleinsten optischen Elasticität.
Kaliumnickelcyanid:	diamagnetisch	negativ	ebenso.

[1]) Vgl. auch Faraday, Exp. Res. Ser. XXII. §. 2546.*

Bei einzelnen dieser Krystalle, z. B. Eisenglanz, Kaliumeisencyanür, Kupfereisencyanür, schwefelsaurem Kali, Topas und Bergkrystall, ist die magnetische oder diamagnetische Induction nach verschiedenen Richtungen so wenig verschieden, dass sie sich fast wie reguläre Krystalle verhalten.

Die verschiedenen Glimmersorten, welche alle von paramagnetischem Stoffe sind, unterscheiden sich in ihrem optischen Verhalten der Art, dass die auf der Spaltungsfläche senkrechte Ebene ihrer optischen Axen theils durch die lange, theils durch die kurze Diagonale der Grundform geht, theils auch beide optische Axen zusammenfallen. Bei den ersteren Sorten Glimmer stellt sich stets die Ebene der optischen Axen, gleichviel wie sie liegt, zwischen den Magnetpolen äquatorial. Dagegen stellt sich eine kreisrunde Scheibe von einaxigem Glimmer, horizontal aufgehängt, zwischen den Magnetpolen nicht ein; derselbe ist also auch magnetisch einaxig. Jedesmal ist die Axe der rhombischen Säule der Grundform des Glimmers die Axe der grössten optischen Elasticität und der kleinsten magnetischen Induction. Die magnetischen Axen bei den zweiaxigen Sorten liegen aber stets in einer auf der Ebene der optischen Axen verticalen Ebene [1]).

Auch künstlich kann man die Einstellung von Körpern nachahmen, welche nach drei aufeinander senkrechten Axen verschiedene Dichtigkeit besitzen. 491

Presst man z. B. einen Teig von Wismuthpulver in zwei aufeinander senkrechten Richtungen mit ungleicher Kraft und schneidet dann aus der Masse eine rhombische Säule, deren kurze Diagonale der Richtung der grössten, deren Axe der der kleineren Pressung entspricht, und deren kleinere längere Diagonale mit der Richtung zusammenfällt, in der keine Pressung stattgefunden hat, so stellt sich eine solche Säule, in verschiedener Weise aufgehängt, ganz genau wie eine rhombische Säule von Schwerspath.

Die Theorie der Einstellung der Krystalle und ungleich dichten Körper nach verschiedenen Richtungen hat im Laufe der Zeit manche Aenderungen erfahren. 492

Nach seinen ersten Beobachtungen glaubte **Plücker** [2]) eine doppelte Wirkung des Magnetismus auf die Krystalle annehmen zu sollen.

Einmal fände eine Anziehung oder Abstossung der Masse der Krystalle durch den Magnet statt, jenachdem dieselbe magnetisch oder diamagnetisch ist. Zweitens würden die optischen Axen der Krystalle oder deren Mittellinie von den Magnetpolen abgestossen. Bald darauf wurde dieser Satz in der Weise abgeändert, dass die Axen der optisch negativen Krystalle allein abgestossen, die der positiven dagegen angezogen würden, und zwar gleich viel, ob die Krystallmasse magnetisch oder diamagnetisch wäre. Nach späteren Erklärungen sollte hierbei die optische Axe nur ein

[1]) **Plücker**, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 397. 1860.* — [2]) **Plücker**, Pogg. Ann. Bd. LXXII, S. 315. 1847;* Bd. LXXVII, S. 447. 1849;* Bd. LXXXI, S. 115. 1850.*

Ausdruck einer durch eine gewisse Anordnung der Theilchen der Krystalle ausgezeichneten Richtung sein. — Mit der Entfernung von den Magnetpolen sollte die Einwirkung auf die Axen langsamer abnehmen, als die auf die Masse der Krystalle selbst ausgeübte Wirkung.

493 Für den zuletzt angegebenen Satz haben wir schon oben §. 476 den Grund angeführt, der darin liegt, dass in grösserer Entfernung von den Magnetpolen die magnetische Einwirkung auf die Theilchen der Körper nicht mehr so schnell sich ändert als in ihrer Nähe, und daher dort mehr der Einfluss der Unregelmässigkeit der Gestalt der Krystalle auf ihre Einstellung verschwindet.

Auch das andere Gesetz der Anziehung und Abstossung der optischen Axen bedarf noch einiger Abänderungen.

So stellt sich bei schwefelsaurem Zinkoxyd und schwefelsaurer Magnesia, bei Dichroit die Mittellinie der optischen Axen axial, obgleich die Krystalle optisch negativ sind. Auch bei dem positiven Blutlaugensalz wird die Mittellinie der optischen Axen abgestossen und nicht angezogen. Bei anderen Krystallen, wie Schwerspath, Cölestin, stellt sich die Ebene der optischen Axen nur axial, wenn der Krystall so aufgehängt ist, dass diese Ebene senkrecht hängt. Ist diese Ebene horizontal, so stellt sich dagegen die Mittellinie der optischen Axen äquatorial.

In anderen Fällen stellen sich Krystalle mit vollkommen gleichem optischen Verhalten verschieden, jenachdem ihre Masse magnetisch oder diamagnetisch ist, so z. B. Kalkspath und Spatheisenstein, auch schwefelsaures Zinkoxyd und schwefelsaure Magnesia einerseits, schwefelsaures Nickeloxyd andererseits.

In Folge dieser Abweichungen suchten Knoblauch und Tyndall[1]) den Grund der Einstellung der Krystalle direct in der ungleichen Anordnung ihrer Theilchen nach verschiedenen Richtungen, die sich namentlich in den Spaltungsrichtungen der Krystalle deutlich ausspricht.

Als unmittelbares Erfahrungsresultat würde sich bei der Untersuchung der Krystalle des Kalkspaths, Spatheisensteins u. s. w. herausstellen, dass, wenn die Masse der Krystalle magnetisch ist, die Spaltungsrichtung selbst, oder wenn deren mehrere vorhanden sind, die längere Diagonale ihrer Durchschnitte mit der Schwingungsebene des Krystalles sich axial, wenn die Masse der Krystalle aber diamagnetisch ist, sich äquatorial stellt.

Insofern als die Dichtigkeit der Anordnung der Masse der Krystalle in der auf den Spaltungsebenen verticalen Richtung am geringsten ist, folgt aus diesen Erfahrungen zunächst für Krystalle mit einer vorwiegenden Spaltungsrichtung der empirische Satz: Ist die Masse eines solchen Krystalles magnetisch, so stellt sich die Richtung der grössten Dichtigkeit in demselben axial, ist sie diamagnetisch, so stellt sie sich äquatorial,

[1]) Knoblauch und Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 233; Bd. LXXXI, S. 481. 1850.*

vorausgesetzt immer, dass die auf alle Theile des Krystalles wirkenden magnetischen Kräfte gleich sind.

Die §§. 484 u. 491 angeführten Versuche von Knoblauch und Tyndall mit Körpern, welche nach einer Richtung zusammengepresst sind, und mit Holzstäbchen, die in der Richtung der Fasern am dichtesten sind, können für diesen Satz als Bestätigung dienen.

In ähnlicher Weise würde die Einstellung von Substanzen, welche nach drei aufeinander senkrechten Axen verschiedene Dichtigkeit besitzen, als Resultat der ungleichen Anordnung der Theilchen sich ergeben.

Wir haben indess schon §. 476 bemerkt, dass die ungleich dichte 494
Anordnung der Theilchen allein das Verhalten nicht bedingen könne, vorausgesetzt, dass diese Theilchen selbst nach allen Richtungen durch die magnetischen Kräfte gleich starke magnetische oder diamagnetische Polarität erhalten; denn dann würde eine aus den Körpern gebildete Kugel in allen Lagen in einem gleichartigen Magnetfelde gleiches magnetisches oder diamagnetisches Moment erhalten und so kein Grund für eine besondere Einstellung vorhanden sein. — Selbst wenn die Theilchen polarisirend aufeinander wirkten, würde auch noch nicht jene Anordnung allein zur Erklärung der Einstellung genügen. Werden z. B. in einem Stück Wismuth die Theilchen in einer Richtung einander genähert, so müsste in dieser Richtung die diamagnetische Polarität abnehmen (§. 468). Im Gegentheil nimmt sie aber nach Tyndall's Versuchen zu.

Wir werden daher genöthigt, eine nach den verschiedenen Richtungen ungleiche Fähigkeit der einzelnen Theile der Krystalle anzunehmen, vermöge deren sie in diesen Richtungen durch den Einfluss eines Magnetes magnetische oder diamagnetische Polarität erhalten. Durch das Zusammenpressen müsste auch bei unkrystallinischen Körpern diese Fähigkeit der Theile in der Richtung der Pressung vermehrt werden, da Tyndall[1]) z. B. gezeigt hat, dass selbst Wachsstücke bei einseitiger Compression sich mit der comprimirten Richtung axial stellen. — In welcher Weise dabei der Druck auf die Theilchen selbst wirkt, müssen wir bis jetzt unentschieden lassen.

Die Möglichkeit einer solchen ungleichen magnetischen Inductionsfähigkeit der Moleküle, zunächst bei paramagnetischen krystallisirten Körpern, hat schon Poisson[2]) vorausgesehen, indem er ihnen dann statt der Gestalt der Kugel die eines Ellipsoides beilegt.

Als einfachste Annahme würden wir mit Thomson[3]) hinstellen, 495
dass die einzelnen Moleküle der krystallisirten oder gepressten Körper im Allgemeinen durch äussere magnetisirende Kräfte nach drei aufeinander senkrechten Richtungen ein ungleich starkes magnetisches oder dia-

1) Tyndall, Cosmos, T. I, p. 544. 1852. — 2) Poisson, Mém. de l'Institut, Vol. V. 1821—22. p. 258. Paris 1826.* — 3) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. I, p. 177. 1851.*

magnetisches Moment erhielten. Diese drei Richtungen könnten wir mit dem Namen der magnetischen Hauptaxen bezeichnen.

Bei Krystallen, welche nur in einer Richtung ein Maximum oder Minimum der magnetischen oder diamagnetischen Induction besitzen, lässt sich dann die Einstellung in einem gleichartigen Magnetfelde einfach ableiten.

Es sei ein kugelförmiges Molekül des Krystalles in seinem Schwerpunkt vor dem Magnetpol N so aufgehängt, dass auf alle seine Punkte gleiche magnetische Kräfte wirken. Es sei in der Horizontalebene ab die Richtung der stärksten, die darauf senkrechte Linie gh die Richtung der schwächsten magnetischen Induction. Bildet die Richtung der magnetischen Kraft M mit ab den Winkel φ, so lässt sich dieselbe in zwei Componenten $M \cos \varphi$ und $M \sin \varphi$ nach ab und gh zerlegen, welche der Krystallplatte nach den beiden Richtungen die Momente $M.A \cos \varphi$ und $M.B \sin \varphi$ ertheilen mögen. In Folge der Wirkung der magnetischen Kraft M wirken nun auf die Enden von ab und gh die Kräfte $M^2.A \cos \varphi$ und $M^2.B \sin \varphi$, die wir jedesmal nach den Richtungen ab und gh und nach der darauf verticalen Richtung zerlegen. Die ersteren Componenten können nicht wirken, die letzteren bilden Kräftepaare α und β, welche resp. gleich $\alpha = r.M^2.A \cos \varphi . \sin \varphi$ und $\beta = r M^2 B \sin \varphi . \cos \varphi$ sind, wo r der Radius des Moleküls ist. Sie drehen den Krystall in entgegengesetzter Richtung. Ihre Differenz ist gleich $D = r M^2 (A - B) \cos \varphi \sin \varphi$. Da nun $A > B$, so wird sich das Molekül gemäss der Richtung des Drehungsmomentes α drehen. — Das Molekül wird im Gleichgewicht sein, wenn $D = 0$ ist. Dies findet statt, wenn $\varphi = 0$ oder $\varphi = 90^0$ ist, also die Axe ab der grössten magnetischen Induction mit der Richtung der magnetisirenden Kraft ns zusammenfällt oder auf ihr senkrecht steht. In ersterem Falle ist das Gleichgewicht stabil, im zweiten labil. Bei diamagnetischen Krystallen wirken die Drehungsmomente gerade in entgegengesetzter Richtung; dieselben sind in stabiler Gleichgewichtslage, wenn die Axe der grössten Induction auf der Richtung ns vertical steht, in labiler, wenn sie der letzteren parallel ist.

Haben wir statt eines Moleküls einen ganzen in seinem Schwerpunkt durch den Aufhängefaden unterstützten Krystall, so ist, welche Gestalt derselbe auch habe, zu beiden Seiten jeder durch den Faden gelegten Verticalebene die Masse des Krystalles gleichmässig verbreitet. Die auf die einzelnen Moleküle wirkenden Drehungsmomente setzen sich dann zu einem gemeinschaftlichen zusammen, welches den Krystall um den Faden als Drehungsaxe in gleicher Weise dreht, wie jene die einzelnen Moleküle. Die Einstellung des Krystalles im gleichartigen Magnetfelde wird also in derselben Weise stattfinden wie wir oben angegeben.

Eine Anziehung der ganzen Masse des Krystalles gegen den Magnetpol kann nicht stattfinden, da die anziehenden und abstossenden Kräfte gleich und gleichmässig zu beiden Seiten des Aufhängepunktes vertheilt sind.

495 Ist der Krystall nicht in seinem Schwerpunkt aufgehängt, so kann das auf den Krystall ausgeübte Drehungsmoment in gewissen Fällen indi-

rect eine Bewegung der ganzen Masse des Krystalles bedingen, selbst wenn er sich in einem gleichartigen Magnetfelde befindet [1]). — Man klebe z. B. eine aus einem Krystall oder einer in einer Richtung zusammengepressten Wismuthmasse geschnittene Platte in horizontaler Lage an das eine Ende eines an einem Coconfaden aufgehängten Armes einer Drehwage und bringe ihn so zwischen die Pole eines Magnetes in ein gleichartiges Magnetfeld. Die Axe *ab* (Fig. 232) der grössten magnetischen oder diamagnetischen Induction des Krystalles liege zunächst in der Verlängerung des Armes *ef* der Drehwage. Die Einstellung des Krystalles ist wiederum jedesmal durch das an den Enden der Axe *ab* der grössten Induction wirkende Drehungsmoment *acbd* bedingt.

Fig. 232.



Fig. 233.



Ist der Krystall magnetisch, so hat dasselbe die in der Figur angegebene Richtung. Da nun der Hebelarm *ea* grösser ist als *bc*, so wird sich der Krystall hierdurch gegen den Pol *N* hinbewegen, und er wäre erst im stabilen Gleichgewicht, wenn *ab* parallel *ns* stände. Ist der Krystall diamagnetisch, so ist das Kräftepaar entgegengesetzt gerichtet, derselbe entfernt sich vom Magnetpol. — Ist die Axe *ab* des Krystalles im Gegentheil gegen den Arm *ef* vertical gestellt (Fig. 233), so würde, wenn der Krystall magnetisch ist, das Kräftepaar *acbd* ihn so zu drehen streben, dass seine Axe mit der Richtung *ns* zusammenfiele. Er würde sich also von den Magnetpolen entfernen. Ist der Krystall diamagnetisch, so wäre er in jener Lage im labilen Gleichgewicht. Sobald er aus derselben heraus ein wenig dem einen oder anderen Magnetpol zugedreht würde, so würde das ihn sollicitirende Kräftepaar ihn zu dem zunächst liegenden Pol hinbewegen und er würde erst im stabilen Gleichgewicht sein, wenn seine Axe *ab* auf der Linie *ns* vertical stände.

Besitzen die Krystalle nach drei aufeinander verticalen Richtungen 497
eine ungleiche Inductionsfähigkeit, so ergiebt sich ihr Verhalten aus folgender Betrachtung, bei der wir, wie oben, nur das Verhalten eines Moleküls zu berücksichtigen brauchen, indem im gleichartigen Magnetfeld der ganze Krystall sich ebenso wie dasselbe verhält.

Bezeichnen wir die magnetischen oder diamagnetischen Momente, welche in der Richtung der drei Hauptaxen in dem Molekül durch eine magnetisirende Kraft Eins erzeugt werden, die in der Richtung jener Axen selbst wirkt, nach ihrer abnehmenden Grösse mit A, B, C. Wirkt dann auf den Körper eine magnetisirende Kraft F, welche mit den Hauptaxen Winkel macht, deren Cosinus λ, μ, ν sind, so sind die nach denselben

[1]) Tyndall, Phil. Mag. [4.] Vol. XI, p. 125. 1856.*

erzeugten Momente $FA.\lambda$, $FB.\beta$, $Fc.\gamma$, und das auf das Molekül ausgeübte Drehungsmoment ist:

$$F^2\,[\mu^2\nu^2(B-C)^2 + \nu^2\lambda^2(C-A)^2 + \lambda^2\mu^2(A-B)^2]^{1/2} = F^2 D.$$

Dieses Moment wirkt in einer Ebene, deren Normale mit den Axen Winkel macht, deren Cosinus $\frac{\mu\nu(B-C)}{D}$, $\frac{\nu\lambda(C-A)}{D}$, $\frac{\lambda\mu(A-B)}{D}$ sind.

Es mag nun nacheinander das Molekül sich um die Axen A, B, C drehen und die magnetisirende Kraft in den Ebenen BC, CA, AB wirken, und zwar dabei mit der jedesmaligen Axe der grösseren Induction in derselben B, A, A den Winkel φ machen; so sind die Drehungsmomente α, β, γ, welche das Molekül um seine Drehungsaxe bewegen, resp.:

$$\alpha = F^2(B-C)\sin\varphi\cos\varphi; \quad \beta = F^2(A-C)\sin\varphi\cos\varphi;$$
$$\gamma = F^2(A-B)\sin\varphi\cos\varphi.$$

In Folge dieser Kräfte schwingt der Körper.

Nehmen wir an, das Molekül habe Kugelgestalt, so dass sein Trägheitsmoment in Bezug auf alle Durchmesser dasselbe sei, so verhalten sich die Schwingungsdauern bei der Bewegung um die Axen A, B, C:

$$T_A : T_B : T_C = \frac{1}{\sqrt{B-C}} : \frac{1}{\sqrt{A-C}} : \frac{1}{\sqrt{A-B}}.$$

Hieraus folgt:

$$\frac{1}{T_A^2} + \frac{1}{T_C^2} = \frac{1}{T_B^2}.$$

Es ist also die Summe der reciproken Quadrate der Schwingungsdauern des um die Axe der grössten und kleinsten Induction schwingenden Moleküls gleich dem reciproken Quadrat der Dauer der Schwingungen um die Axe der mittleren Induction.

Denken wir uns um das Molekül ein Hülfsellipsoid construirt, dessen drei Hauptaxen mit den drei magnetischen Hauptaxen des Moleküls zusammenfallen und dessen Axen a, b, c gegeben sind durch die Gleichungen: $a = \frac{1}{\sqrt{A}}$, $b = \frac{1}{\sqrt{B}}$, $c = \frac{1}{\sqrt{C}}$. Wirkt dann die magnetisirende Kraft in der Richtung irgend eines der Radii vectores r des Ellipsoides, so ist die Grösse des auf diese Richtung projicirten magnetischen Momentes M des Moleküls gegeben durch den Werth $M = F^2 \frac{1}{r^2}$.

Das Hülfsellipsoid hat zwei Kreisschnitte, deren Ebenen durch seine mittlere Axe b gehen und gegen die Ebene der Axen ac geneigt sind um einen Winkel ϑ. Derselbe ist bestimmt durch die Gleichung:

$$\sin\vartheta = \frac{c}{b}\sqrt{\frac{a^2-b^2}{a^2-c^2}} = \sqrt{\frac{B-A}{C-A}} = \frac{T_B}{T_C} = \sqrt{\frac{\gamma}{\beta}}.$$

Wirkt die magnetisirende Kraft auf das Molekül in der Richtung irgend eines der Radii vectores der Kreisschnitte, so bleibt das in derselben Richtung erzeugte magnetische oder diamagnetische Moment durch die ganzen Kreisschnitte dasselbe. Ist daher das Molekül um eine auf einem Kreisschnitte des Hülfsellipsoides verticale Axe drehbar, so ist es in jeder Stellung im Gleichgewicht. Diese Axe ist eine magnetische Axe des Moleküls, deren Lage durch das Verhältniss der Constanten A, B, C bedingt ist. Der Winkel ω zwischen den magnetischen Axen und der Axe der grössten Induction ist gegeben durch die Gleichung:

$$\cos\omega = \sin\vartheta = \frac{T_B}{T_C} = \sqrt{\frac{\gamma}{\beta}}$$

oder:

$$tg\,\omega = \frac{T_C}{T_A} = \sqrt{\frac{\alpha}{\gamma}}.$$

Die Schwingungsdauer um irgend eine Axe, welche mit den magnetischen Axen den Winkel ψ und ψ_1 macht, ergiebt sich ferner:

$$T^2 = T_B^2 . \sin\psi . \sin\psi_1.$$

Eine aus dem krystallisirten Körper geschliffene grössere Kugel verhält sich ganz wie das betrachtete Molekül, da auch in ihr das Trägheitsmoment nach allen Richtungen dasselbe ist.

Hätte man die Kugel an einem Faden zwischen den Magnetpolen so aufgehängt, dass nach einander ihre drei Axen vertical stehen, und jedesmal die Torsionswinkel α', β', γ' bestimmt, welche erforderlich wären, um sie um gleich viel Grade aus ihrer durch die magnetischen Kräfte gebotenen Gleichgewichtslage herauszudrehen, so würden sich die Werthe $\alpha' : \beta' : \gamma'$ wie die jedesmaligen auf die Kugel ausgeübten Drehungsmomente α, β, γ verhalten, d. i.:

$$\alpha' : \beta' : \gamma' = (B-C) : (A-C) : (A-B).$$

Daraus fände sich dann der Winkel ω zwischen den magnetischen Axen und der Axe der grössten Induction direct durch die Gleichung:

$$\cos\omega = \sin\vartheta = \sqrt{\frac{B-A}{C-A}} = \sqrt{\frac{\gamma'}{\beta'}},\ tg\vartheta = \sqrt{\frac{\gamma'}{\alpha'}}.$$

Es wäre dies eine von **Plücker** angegebene einfache Methode, um den Winkel ω zu bestimmen.

Bei einaxigen Krystallen sind entweder die Werthe der magnetischen Induction $A = B$, wo dann die der Axe der Symmetrie entsprechende Induction $C < A = B$ und der Krystall negativ ist, oder es ist $B = C$, wo dann $A > B = C$ und die Induction in der Axe der Symmetrie im Maximum, der Krystall positiv ist. Die magnetischen Axen fallen in diesem Fall mit der Symmetrieaxe zusammen. Das Hülfsellipsoid wird ein Rotationsellipsoid. 498

Ist die Schwingungsdauer einer aus dem Krystall geschliffenen Kugel, deren Drehungsaxe senkrecht auf der Symmetrieaxe steht, gleich T_o, so ist die Schwingungsdauer um eine gegen die letztere um den Winkel φ geneigte Drehungsaxe:

$$T = T_o \sin \psi.$$

Ganz dieselben Formeln hat Plücker abgeleitet, indem er sich die Moleküle der Krystalle als ungleichaxige Ellipsoide vorstellt, welche, wie Ellipsoide von Eisen, durch äussere magnetisirende Kräfte magnetisirt sind, und in welchen die einzelnen Theile polarisirend auf einander einwirken. Bei diamagnetischen Körpern sollte nur die Richtung der Polarität die entgegengesetzte sein. — Indess erkennt Plücker selbst an, dass die der obigen Rechnung zu Grunde liegenden, von Thomson[1]) herrührenden Principien der Natur völlig entsprechen.

499 Die Richtigkeit der vorher aufgestellten Formeln hat Plücker für einen Krystall mit drei ungleichen Inductionsaxen an einer Kugel von ameisensaurem Kupferoxyd von 0,39″ (10^{mm}) Durchmesser geprüft, welche er zwischen den zugespitzten, in einem Abstand von 1,58″ (43^{mm}) von einander befindlichen Enden der Halbanker seines Magnetes aufhängte. Nach der Bestimmung der Lage der magnetischen Hauptaxen (vgl. §. 486) wurden die Schwingungszahlen bestimmt, während der Krystall um die eine oder andere Axe oscillirte. Es ergab sich bei zwei verschiedenen Intensitäten des den Magnet erregenden Stromes:

$$\text{I.}\ \frac{1}{T_A} = 23, \quad \frac{1}{T_B} = 53, \quad \frac{1}{T_C} = 49.$$

$$\text{II.}\ \frac{1}{T_A} = 31\tfrac{1}{2}, \quad \frac{1}{T_B} = 73, \quad \frac{1}{T_C} = 67.$$

Daher erhält man:

$$\text{I.}\ \frac{1}{T_A^2} + \frac{1}{T_C^2} = 2918, \quad \frac{1}{T_B^2} = 2809.$$

$$\text{II.}\ \frac{1}{T_A^2} + \frac{1}{T_C^2} = 5166. \quad \frac{1}{T_B^2} = 5329.$$

Der halbe Winkel zwischen den magnetischen Axen ergiebt sich hiernach $\omega = 25{,}8$, während er nach directer Beobachtung der Lagen, in denen der Krystall ein indifferentes Gleichgewicht zeigte, gleich $23\tfrac{1}{2}^0$ war. Auch bei anderen Lagen des Krystalles bestätigte sich die Theorie.

[1]) Thomson, Phil. Mag. [4.] T. I, p. 177. 1851;* Plücker, Phil. Trans. 1858, T. II, p. 570.*

Als ebenso eine Kugel von Eisenvitriol so aufgehängt wurde, dass die Hauptaxe dieses als magnetisch einaxig zu betrachtenden Krystalls in der horizontalen Schwingungsebene sich befand, dann gegen dieselbe um 45° gehoben oder gesenkt war, ergaben sich die Schwingungsdauern in beiden Fällen in je 20 Secunden $T_0 = 62,8$, $T = 45$. Das Verhältniss beider ist also $T = 0,715\,T_0$, während der Coëfficient von T_0 sein müsste $\sin 45^0 = 0,707$. Auch an einer Kugel von Wismuth bestätigten sich diese Resultate. Dieselbe wurde wie die Kugel von Eisenvitriol aufgehängt und der sie tragende Faden jedesmal um einen bestimmten Winkel gedreht, bis die Kugel aus ihrer Gleichgewichtslage um 180° umschlug. Die Drehungen des Fadens bei beiden Aufhängungen der Kugel (wenn die Axe horizontal hing oder um 45° gegen die Horizontalebene geneigt war) standen im Verhältniss von 1 : 0,498. Es ist aber leicht ersichtlich, dass die Drehungsmomente, welche die Kugel bei gleichen Ablenkungen aus ihrer Gleichgewichtslage unter dem Einfluss der Magnetpole in dieselbe zurückführen, sich wie $1 : \cos^2 45^0 = 1 : 0,5$ verhalten müssten.

Directe Messungen über die verschieden starke Anziehung und Abstossung der einaxigen Krystalle von den Magnetpolen nach verschiedener Richtung sind von Tyndall [1]) angestellt worden. 500

Er benutzte hierzu den §. 457 beschriebenen Apparat, durch welchen er das Gesetz der Abnahme der magnetischen Wirkung mit der Entfernung bestimmt hatte. Es wurden auf das Ende des Hebels Kugeln oder Würfel von verschiedenen Krystallen in verschiedenen Lagen gebracht und ihre Anziehung oder Abstossung durch die Magnetpole durch die Torsion T des den Hebel tragenden Fadens gemessen. Vor die Polflächen der Magnetstäbe wurde feines Bristolpapier oder dünne Glasplatten gelegt. Der Magnetismus oder Diamagnetismus der Krystalle entsprach dann dem Werth $\sqrt[2]{T}$. Bezeichnet i die Intensität des den Magnet erregenden Stromes, so ergab sich unter Anderem für eine Kugel von Spatheisenstein:

1) Die Krystallaxe parallel der Magnetaxe:

$i =$	0,268	0,364	0,466	0,577
$\sqrt{T} =$	6,56	8,94	11,36	14,14
$25,5\,i =$	6,57	8,91	11,42	14,14.

2) Die Krystallaxe senkrecht gegen die Magnetaxe:

$i =$	0,268	0,364	0,466	0,577
$\sqrt{T} =$	5,52	7,48	9,62	11,44
$20,7\,i =$	5,55	7,53	9,64	11,94.

1) Tyndall, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 400. 1851.*

Der Magnetismus des Krystalles nimmt also in beiden Lagen proportional der Stromintensität zu. Er ist aber im Verhältniss von 20,7 : 25,5 stärker, wenn die Krystallaxe axial steht, als wenn sie äquatorial steht. Bei freier Aufhängung der Kugel wird daher, wie nach §. 479 bekannt ist, die Axe von den Magnetpolen angezogen.

Bei Kalkspathkugeln ergab sich dagegen die Abstossung im Mittel:

1) die optische Axe der Axe der Magnetstäbe parallel . 55

2) „ „ „ senkrecht gegen dieselbe 49,5.

Es ist also, wie beim Spatheisenstein die Anziehung, so hier die Abstossung in der Richtung der Hauptaxe grösser, als in der darauf senkrechten Richtung des Krystalls. Bei freier Aufhängung würde sich also, wie in §. 479, die Hauptaxe des Kalkspaths äquatorial stellen.

Bei einem Würfel von Eisenvitriol ergab sich:

	Anziehung
1) die bei freier Aufhängung des Würfels zwischen den Magnetpolen axiale Linie in der Axe der Magnetstäbe	41,5
2) dieselbe Linie senkrecht gegen die Axe der Magnetstäbe . .	35,4;

bei einem Wismuthwürfel betrug die Abstossung:

1) Die Spaltungsebene parallel den Axen der Magnetstäbe . . 153

2) „ „ senkrecht auf den Axen der Magnetstäbe 110.

Wismuthwürfel, die aus einem in einer Richtung zusammengepressten Cylinder von Wismuthpulver geschnitten waren, welches mit Gummiwasser angemacht war, zeigten ganz analog eine grössere Abstossung, wenn die Linie der Compression parallel der Axe der Magnetstäbe lag, als wenn sie senkrecht gegen dieselbe stand. Das Umgekehrte zeigten in gleicher Weise präparirte Würfel von Spatheisensteinpulver. Auch die §. 484 erwähnten zusammengepressten Würfel aus einem Wismuthkrystall ergaben bei diesem Verfahren eine stärkere Abstossung, wenn die Richtung ihrer Pressung mit der Magnetaxe zusammenfiel, als wenn sie senkrecht gegen dieselbe stand. — Ganz analog verhielten sich Würfel aus diamagnetischem Wachs, aus diamagnetischer Brotkrume, welche vorher in einer Richtung zusammengepresst waren.

501 Hankel[1]) hat die diamagnetische Abstossung nach verschiedenen Richtungen hauptsächlich an einem Cylinder von Wismuth von 18^{mm} Länge und $8,4^{mm}$ Durchmesser bestimmt, der aus einem krystallinischen Stück vermittelst des Drehstahls gedreht worden war, und in dem die

[1]) Hankel, Leipziger Berichte 1851, S. 99.*

Hauptspaltungsrichtung der Axe parallel lag. Derselbe wurde mit seiner Axe in verticaler Lage zwischen zwei übereinander befindlichen Spitzen in einer Gabel eingeklemmt, welche an dem einen Ende des einen, 128^{mm} langen Arms des Hebels einer Drehwage befestigt war. Der andere Arm des Hebels war durch ein Gegengewicht belastet und daselbst ein Spiegel befestigt, dessen Ebene auf der Axe des Arms vertical stand. Seine Stellung wurde mittelst Fernrohr und Scala abgelesen. Ueber dem Cylinder befand sich eine horizontale getheilte Messingscheibe von 26^{mm} Durchmesser, mit welcher der Cylinder um seine Axe gedreht werden konnte. Vor demselben wurde in einer gegen den Arm der Drehwage senkrechten Lage horizontal ein aus zwei Lamellen bestehender Stahlmagnet hingelegt. Es erfolgte eine Abstossung oder auch Anziehung G, die je nach der Lage des Cylinders verschieden stark war und den Hebel der Wage um eine verschiedene Anzahl Grade ablenkte. Wurde der Wismuthcylinder aber an einem Coconfaden unten an den Hebel der Drehwage gehängt, so dass der Magnet nur auf den Arm mit der Messingscheibe wirkte, so fand eine Anziehung und Annäherung des Arms an den Magnet um eine Anzahl Grade $-g$ statt, welche bei verschiedenen Drehungen der Messingscheibe um ihre Axe bestimmt wurde. Die Differenz beider Werthe G und g giebt die Abstossung a des Wismuthcylinders allein. Als Mittel von je vier Versuchen, bei denen der Wismuthcylinder um eine bestimmte Anzahl Grade nach rechts und links von der Lage aus gedreht wurde, bei der seine Spaltungsebene auf der Magnetaxe senkrecht stand, ergab sich die Abstossung:

Neigung der Normale auf die Spaltungsebene gegen die Magnetaxe φ	Abstossung a beobachtet	Abstossung a berechnet
$\pm 15^0$	94,1	93,7
$\pm 45^0$	113,3	113,3
$\pm 75^0$	132,4	133,0

Die berechneten Werthe sind nach der Formel $a = 90{,}7 + 45{,}3 \sin^2 \varphi$ erhalten, dass also die Abstossung im Minimum ist, wenn die Spaltungsebene des Wismuths auf der Magnetaxe senkrecht steht und mit dem Quadrat des Sinus ihrer Drehung nach beiden Seiten zunimmt. Das Verhältniss des Minimums und Maximums der Abstossung ergiebt sich wie 0,67 : 1.

Würde man diese Versuche in der Weise anstellen, dass die Krystalle, 502
statt in Luft, in einer Flüssigkeit sich befänden, so würde man dieselbe so wählen können, dass die Anziehung oder Abstossung der Krystalle, deren Masse magnetisch oder diamagnetisch ist, bei der einen Stellung kleiner, bei der anderen grösser wäre, als die Anziehung oder Abstossung der verdrängten Flüssigkeit, so dass in dieser Flüssigkeit ein Krystall von magnetischer Masse in der einen Lage, in der er weniger vom Magnet afficirt wird, abgestossen, in der anderen Lage aber angezogen würde;

ein Krystall von diamagnetischer Masse in der ersteren Lage angezogen, in der zweiten abgestossen würde. Um hierzu Krystalle, welche sich in Wasser und den Salzlösungen auflösen würden, verwenden zu können, tauchte sie Faraday[1]) zuerst in geschmolzenes Wachs, zog sie heraus und liess sie erkalten. Diese Krystalle wurden in verschiedenen Lagen an dem einen Arm des Hebels der Drehwage befestigt, welcher für diese Versuche senkrecht nach unten gebogen war, und so in der Luft und in verschiedenen Flüssigkeiten vor dem Pol eines Magnetes untersucht. Namentlich Krystalle von rothem Cyaneisenkalium, welche in Wasser von den Magnetpolen angezogen, in concentrirter Eisenvitriollösung abgestossen werden, eignen sich zu diesen Versuchen. Lag bei den untersuchten Krystallen die magnetische Axe axial, so wurden sie in Eisenvitriollösung, die weniger als 11 Volumina der concentrirten Lösung auf 6 Volumina Wasser enthielt, angezogen. Lag die Axe der Krystalle äquatorial, so wurden sie in allen Lösungen abgestossen, die mehr als 18 Volumina der concentrirten Lösung auf 6 Volumina Wasser enthielt. In den zwischen den beiden genannten Lösungen stehenden Lösungen würden sie also in der ersten Lage angezogen, in der zweiten abgestossen worden sein; in einer Flüssigkeit, die 14 bis 15 Volumina der concentrirten Lösung und 6 Volumina Wasser enthielt, war die Anziehung in der einen Lage etwa ebenso gross wie die Abstossung in der anderen. Da die Masse des Kalkspathes im Alkohol von den Magnetpolen angezogen, in Eisenvitriollösung angezogen wird, würde man auch aus Alkohol und letzteren Flüssigkeiten eine Mischung herstellen können, in der der Kalkspath bei der einen Lage von dem Magnetpol angezogen, bei der anderen abgestossen wird.

503 Es ist indess einleuchtend, dass die Magnekrystallkraft, mit welcher eine aus einem ungleichaxigen Krystall geschliffene, in ihrem Schwerpunkt befestigte und um denselben drehbare kreisförmige Scheibe oder Kugel in einer bestimmten Richtung sich zwischen den Magnetpolen einstellt, nicht dadurch geändert werden kann, dass man die Scheibe oder Kugel, statt im luftleeren Raume, in verschiedenen gasförmigen oder flüssigen Medien aufhängt, welche magnetischer oder diamagnetischer sind als die Masse des Krystalles, vorausgesetzt dass die Moleküle der Krystalle nicht magnetisirend aufeinander einwirken und sich durch das umgebende Medium die Vertheilung des Magnetismus in den Krystallen nicht ändert. Die Krystalle werden sich verhalten wie eine Kugel von Stahl, welche ein permanentes magnetisches Moment in der Richtung eines Diameters erhalten hat. Dies hat Faraday[2]) auch durch das Experiment bewiesen, indem er Prismen aus verschiedenen Krystallen

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXX, Phil. Trans. 1856, p. 159;* Pogg. Ann. Bd. C, S. 111 u. 439. 1857.* — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXII, §. 2498;* Ser. XXX, §. 3368 u. flgde.

schnitt, sie an einem Faden zwischen die Magnetpole hängte, und nun, sowohl während das Krystallprisma in der Luft, wie auch in Flüssigkeiten schwebte, die Drehung des Fadens bestimmte, welche erforderlich war, um denselben aus seiner durch die magnetische Einwirkung bedingten Lage soweit zu drehen, dass er eine neue Gleichgewichtslage annahm, in welcher er um 180° gegen die erste Lage sich umgewendet hatte. Durch Drehen des Fadens im einen und anderen Sinne konnten die Fehlerquellen eliminirt werden. Auch wurde vor dem Versuch der Faden so eingestellt, dass der Krystall während der Einwirkung des Magnetes dieselbe Ruhelage beibehielt, wie vor derselben, der Faden also hierbei nicht gedreht wurde.

So ergab sich die zum Umschlagen des Krystalls erforderliche Torsion unter Anderem:

	Wismuth, achteckiges Prisma, Magnekrystallaxe horizontal	Turmalin, quadratisches Stück aus einem Prisma, die Axe horizontal	Spatheisenstein, achteckiges Prisma, die Magnekrystallaxe horizontal
Luft	2250°	1070	543
Alkohol	2269°	1081	—
Wasser	2230°	1082	542
Concentrirte Lösung von Eisenvitriol	2234°	1081	542

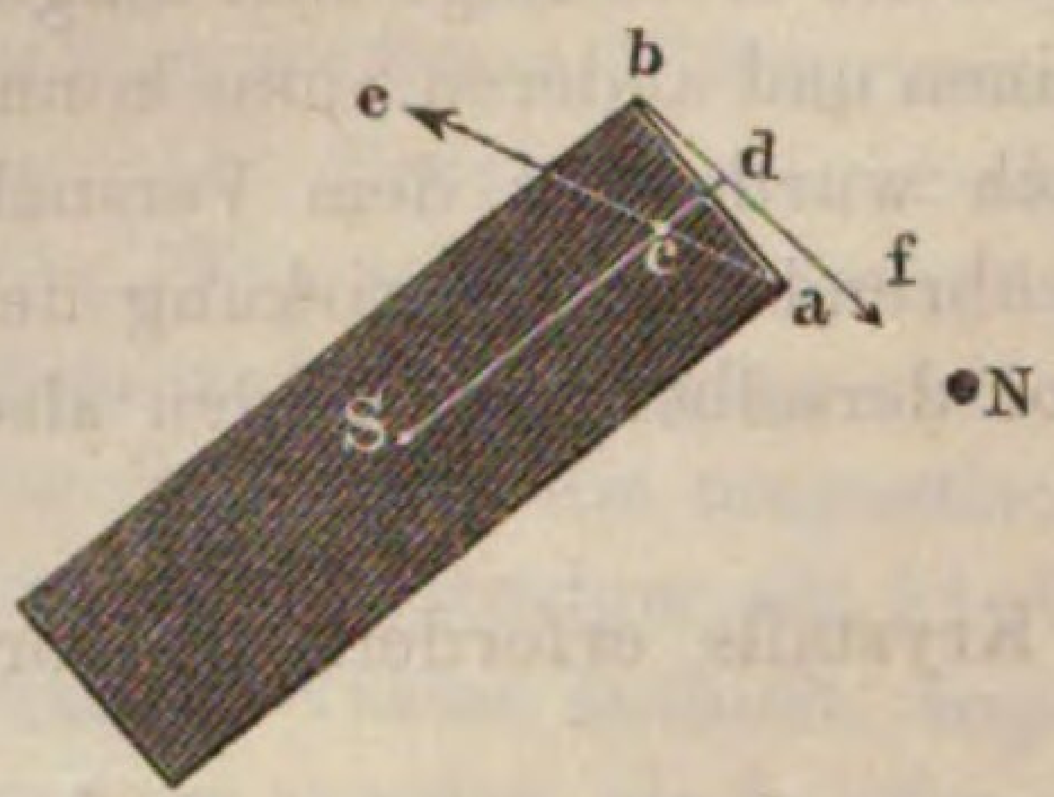
Ganz ebenso verhielt sich ein Krystall von Blutlaugensalz in Luft und Camphin, wo die Torsionen 314 und 316, und der Wismuthcylinder in Wasser und geschmolzenem Phosphor von 70° C., wo die Torsionen 1945° und 1950° betrugen.

Sind die auf die einzelnen Punkten eines Krystalles wirkenden magnetischen Kräfte nicht gleich gross, so compliciren sich die Erscheinungen. Wir wollen hier nur beispielsweise einen Fall betrachten und dabei nur die in der Richtung der stärksten Induction erzeugte Polarität berücksichtigen. 504

Es sei AB (Fig. 234 a. f. S.) ein Wismuthstab, in welchem die Richtung der stärksten diamagnetischen Induction auf seiner Axe vertical stehe, so dass er sich in dem gleichartigen Magnetfeld mit letzterer axial einstellt. Derselbe sei vor dem zugespitzten Magnetpole N im Punkte S so aufgehängt, dass er in der Horizontalebene schwingen kann. Die einzelnen Moleküle des Stabes werden z. B. in der Richtung ab Polarität erhalten. Auf ihre Pole wirken dann von N aus Kräfte, wie ae und bf. Man verlege dieselben nach

den Punkten c und d der Axe des Stabes und zerlege sie dann in je zwei Componenten, von denen die einen mit der Axe Sc zusammenfallen, und so auf den Stab kein Drehungsmoment ausüben, die anderen auf Sc senkrecht stehen. Nimmt nun der Magnetismus sehr schnell von den Polen an ab, so dass ae viel grösser als bf ist, so kann es kommen, dass das Product der in c angreifenden auf Sc verticalen Componente von ce mit dem Hebelarm Sc grösser ist als das Product der entsprechenden, an d angreifenden Componente von bf mit Sd. Der Stab wird auf diese Weise, entgegen dem Verhalten im gleichartigen Magnetfeld, mit seiner Längsrichtung in die äquatoriale Lage getrieben, wie wenn seine Masse als solche abgestossen würde. — Entfernt man den Magnetpol von dem Stab, oder hebt denselben über seine Ebene empor, so nimmt in der weiteren Entfernung die auf die einzelnen Theile des Stabes wirkende Kraft nicht mehr so schnell ab; die Kräfte ae und bf werden mehr und mehr einander gleich, und der Stab erhält durch sie ein Drehungsmoment, welches ihn mit seiner Axe Sc in die axiale Lage überführt.

Fig. 234.



505 Diese Aenderung der Einstellung hat Tyndall[1]) auch experimentell verfolgt, indem er über, unter und zwischen die zugespitzten Halbanker eines Elektromagnetes Stäbchen von krystallinischen, magnetischen und diamagnetischen Stoffen hängte.

Bei all diesen Körpern war die Längsrichtung des zwischen die Magnetpole gebrachten Stückes so gewählt, dass die durch die molekulare Structur bedingte Einstellung der durch die Gestalt bedingten entgegenwirkte.

Bei allen Körpern, deren Masse diamagnetisch war, stellte sich die Längsrichtung des horizontalen Querschnittes zwischen den Polen äquatorial, darüber und darunter axial, so bei Weinsäure, Wismuth, Citronensäure, Salpeter, Schwerspath u. s. w., dagegen bei allen magnetischen Körpern zwischen den Polen axial, darüber und darunter äquatorial, so bei Kaliumeisencyanid, Beryll, Eisenvitriol, Spatheisenstein, Turmalin, schwefelsaurem Nickeloxyd u. s. w.

In Folge dieser und ähnlicher Versuche glaubte man früher, die auf die verschiedenen Richtungen in den Krystallen wirkende Magnekrystallkraft von den auf ihre Masse wirkenden magnetischen Kräften unterscheiden zu dürfen, und nahm an, dass die Magnekrystallkraft mit der Entfernung von den Polen langsamer abnehme als die letzteren Kräfte; eine Vermuthung, die durch obige Erklärung beseitigt wird.

[1]) Tyndall, Phil. Trans. 1855, p. 1;* Phil. Mag. [4.] Vol. X, p. 162.*

Wollte man die Vorstellung eines magnetischen Mediums beibehalten, in welchem alle mehr oder weniger magnetische Körper nur durch die Differenzwirkung polar würden und sich einstellten (vgl. §. 454), so würde sich daraus für das Verhalten eines Körpers, der in einer Richtung, sei es durch krystallinische Structur oder Zusammenpressung, dichter wäre als in den übrigen, folgende Betrachtung ergeben. Möchte nun die Masse des Körpers sich in dem umgebenden Medium magnetisch oder diamagnetisch verhalten, d. h. stärker oder schwächer magnetisch sein als dasselbe, so müsste stets der Magnetismus des Körpers durch die Verdichtung in gleichem Sinne sich ändern, also stets, sowohl bei magnetischen wie diamagnetischen Körpern der Magnetismus zunehmen, oder, was dasselbe wäre, der Diamagnetismus abnehmen, oder in beiden Fällen das Umgekehrte eintreten. — Der Versuch zeigt im Gegentheil, dass der Magnetismus der magnetischen und auch der Diamagnetismus der diamagnetischen Körper durch die Pressung zunimmt. — Man müsste dann also, um obige Vorstellung noch beibehalten zu können, die complicirtere Annahme machen, dass in den Körpern neben ihrer magnetischen Masse auch noch das magnetische Medium enthalten wäre, und dieses Medium bei der Pressung durch die Massentheile selbst verdrängt würde. Bei den magnetischen Körpern würde dann stärker, bei den diamagnetischen schwächer magnetische Masse an die Stelle dieses Mediums kommen, und so würde der Magnetismus wie der Diamagnetismus in der Richtung der Pressung vermehrt werden [1]). 506

Plücker [2]) hat untersucht, ob nicht der Magnetismus auf die Krystallbildung einen Einfluss haben könne. Er goss in eine runde, zwischen den Polen eines Elektromagnetes stehende Porzellanschale von 20^mm Durchmesser, welche in einem Sandbade erwärmt war, geschmolzenes Wismuth und liess dasselbe langsam erkalten. Auf der erstarrten Masse wurde die äquatoriale Richtung durch eine Linie bezeichnet. Wurde dieselbe nun für sich zwischen den Polspitzen horizontal aufgehängt, so stellte sich jene äquatoriale Linie wieder äquatorial ein. Wismuth, welches in länglichen Höhlungen von etwa 12^mm Länge und 6^mm Breite auf einem Stück Holzkohle zwischen den Polen des Magnetes in der Lage erstarrt war, dass die grössere Ausdehnung der erstarrten Masse in der axialen Lage sich befand, nahm gleichfalls beim freien Aufhängen dieselbe Stellung ein, die es beim Erstarren innehatte. — Aehnliche entsprechende Versuche hat auch der Verfasser [3]) angestellt. — Indess ist zu untersuchen, ob nicht etwa die hierbei verwendeten Wismuthmassen geringe Spuren Eisen enthielten, welche durch die magnetische Anziehung in der geschmolzenen Masse sich gegen die Magnetpole hin- 507

[1]) Vgl. Tyndall, Phil. Mag. [4.] Vol. IX, p. 205. 1855;* Thomson, ibid. p. 290;* auch Williamson, ibid. p. 541;* Hirst, ibid. Vol. X, p. 442.* — [2]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 584. 1849.* — [3]) Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 537. 1849.*

zogen und beim Aufhängen der erstarrten Masse ihre Einstellung bedingten. Faraday [1]) hat in dieser Beziehung nur negative Resultate gefunden.

v. Quintus Icilius [2]) hat sogar nachzuweisen gesucht, dass das Wismuth beim Erstarren zwischen den Magnetpoten eine dauernde diamagnetische Polarität annimmt.

In einer kleinen Porzellanschale wurden 274^{grm} käufliches Wismuth über Kohlenfeuer geschmolzen. Die Schale wurde sodann zwischen die Pole eines erregten Elektromagnetes gebracht. Nachdem sie fast bis zur Temperatur der umgebenden Luft abgekühlt war, wurde der den Magnet erregende Strom geöffnet. Das aus der Schale herausgenommene erstarrte Wismuthstück wurde auf einem runden Holzklotz befestigt, welcher zwischen den Polen eines, mit einem Planspiegel versehenen, an einem Drath horizontal aufgehängten hufeisenförmigen Stahlmagnetes stand und durch einen Schnurlauf um eine verticale Axe hin und her gedreht werden konnte. Geschahen die Drehungen abwechselnd nach entgegengesetzten Richtungen, gleichzeitig mit den Schwingungen des Magnetes, so konnte derselbe in lebhafte Oscillationen versetzt oder, wenn die Drehungen zu denselben Zeiten in entgegengesetzter Richtung erfolgten, wieder zur Ruhe gebracht werden. Die Bewegungen des Magnetes zeigten, dass das Wismuthstück eine solche Polarität angenommen hatte, dass an der Seite desselben, welche beim Erstarren dem Nordpol des Elektromagnetes zugekehrt war, ein Südpol, an der entgegengesetzten Seite ein Nordpol entstanden war; gerade wie dies in einem Stahlstab der Fall sein würde.

Wurde das Wismuthstück nach dem Erstarren in entgegengesetzter Lage zwischen die Magnetpole gebracht, so nahm seine Polarität sehr wenig ab und kehrte sich in keiner Weise um.

Obgleich das Wismuth käufliches, d. h. eisenhaltig war, so schliesst deshalb Q. Icilius, dass die Polarität desselben nicht auf dem Eisengehalt beruhe, sondern durch Inductionsströme, ähnlich wie die diamagnetische Polarität, bedingt sei. — Die Entstehung derselben erklärt er folgendermaassen: In einem festen Stück Wismuth werden zwischen den Magnetpolen Molekularströme inducirt, welche in festen, um die Wismuthmoleküle laufenden Bahnen circuliren, aber im Allgemeinen denen im Magnet entgegengerichtet sind. Dieselben dauern beharrlich an. Wären die Moleküle frei beweglich, so würden sie sich umkehren, so dass die Bahnen der Molekularströme den Bahnen der Molekularströme im Magnet parallel und die Molekularströme im Wismuth und Magnet selbst gleichgerichtet würden. Dies tritt erst ein, wenn das Wismuth geschmolzen wird. Bei der jetzt erfolgenden Umkehrung der Moleküle werden aber durch den Magnet wiederum in ihnen Ströme inducirt, welche den zuerst in ihnen inducirten entgegengesetzt gerichtet sind und sie daher aufheben. Bei

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXII, §. 2502 u. flgde.* — [2]) v. Quintus Icilius, Gött. Nachr. 1860, S. 296.*

dem Erstarren bleiben die Moleküle in ihrer Lage. Wird aber dann der den Magnet erregende Strom geöffnet, so werden wiederum in denselben Molekularströme inducirt, die denen im Magnet gleichgerichtet sind und daher bei ihrem Beharren die dauernde Polarität des Wismuths erzeugen. — Immerhin könnte man aber auch noch annehmen, dass die im käuflichen Wismuth vorhandenen Eisenmoleküle beim Schmelzen desselben leicht beweglich werden und nun durch den Einfluss des Magnetes sich richten. Erstarrte die Wismuthmasse, so würden dabei die Eisenmoleküle in ihrer magnetischen Lage fixirt, so dass selbst eine entgegengesetzte magnetische Einwirkung sie nicht leicht aus derselben entfernen könnte. So behielte die Wismuthmasse dauernd ihre erste beim Schmelzen erlangte Polarität. — Es wäre daher wohl sehr wünschenswerth, dass die Versuche mit ganz reinem Wismuth wiederholt würden.

IV. Einfluss der Wärme auf das magnetische und diamagnetische Verhalten der Körper.

Wir haben schon §. 413 u. 414 angeführt, dass der temporäre Magnetismus des Eisens, Nickels und Kobalts beim Erhitzen nur bis zu einem bestimmten Grade wächst, dann aber wieder abnimmt. Man kann dieses auch zeigen, indem man zwischen die Pole des Magnetes Eisen- und Nickelstäbchen in horizontaler Lage an einem dünnen verticalen Platindrath befestigt, der an einem Coconfaden aufgehängt ist. Erhitzt man die Stäbchen durch eine Flamme bis zum Glühen, so verlängert sich die Dauer ihrer Schwingungen um die axiale Lage. 508

Die Oxyde des Eisens, Nickels und Kobalts, in gleicher Weise behandelt, indem man sie z. B. für sich oder in Glasröhrchen aufhängt, scheinen weniger an Magnetismus zu verlieren, als die Metalle selbst[1]).

Dieselben Resultate erhält man nach Plücker[2]), wenn man, wie in §. 462 beschrieben, die Substanzen in Glas- oder Metallschälchen erwärmt, sie so an eine Wage hängt und von den Magnetpolen abreisst. Durch ein in die Schälchen gesenktes Thermometer kann man die Temperatur der Körper bestimmen. — So nimmt der Magnetismus des Eisenoxydes von 30⁰ bis etwa 300 bis 400⁰ um 25 Proc. ab; Nickeloxyd verliert beim Erwärmen von niederen Temperaturen ab viel Magnetismus, bei höheren ändert sich derselbe mit weiterer Steigerung der Temperatur nur wenig.

Bei diamagnetischen Körpern vermindert sich gleichfalls nach diesen Versuchen mit Erhöhung der Temperatur der Diamagnetismus. Indess ist diese Abnahme nicht bei allen Stoffen dieselbe. Beim Stearin, Schwefel und Quecksilber ist die Aenderung des Diamagnetismus hierbei fast

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXI, §. 2343 u. flgde.* — [2]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 370. 1848;* Bd. LXXV, S. 177. 1848.*

unmerklich; beim Wismuth nimmt derselbe beim Erwärmen von der Lufttemperatur bis zum Schmelzpunkt, nach Plücker, bis etwa auf den sechsten Theil ab. Nach Matteucci [1]) würde diese Abnahme noch bedeutender sein. Er brachte zwischen die Magnetpole ein Stäbchen von kaustischem Kalk, dessen eines Ende ausgehöhlt war. Eine Spur Kolkothar bewirkte, dass dieses Ende von den Magnetpolen angezogen wurde. Wurden in die Höhlung einige Grammen Wismuth gebracht, so wurde das Ende abgestossen; wurde das Wismuth geschmolzen, so ergab sich eine Anziehung, die indess wieder der Abstossung Platz machte, sobald das Wismuth erstarrte. — Der Schluss, welchen Matteucci hieraus zieht, dass der Diamagnetismus des Wismuths beim Schmelzen aufhört, scheint nicht ganz gerechtfertigt; derselbe braucht nur sehr stark vermindert zu sein.

Einige fernere Versuche über die Aenderung des Magnetismus mit der Temperatur wurden von Faraday [2]) gemacht, indem er durch die Torsion des Fadens, welcher kleine, aus den Körpern geformte Stäbe zwischen den Magnetpolen trug, dieselben aus ihrer Gleichgewichtslage in die um 180° dagegen gedrehte umschlug.

Bei einem Spatheisensteinplättchen, dessen magnetische Axe senkrecht hing, und das in einem Oelbade zwischen den Magnetpolen erwärmt wurde ergab sich zwischen 35° und 142° C. die Abnahme der magnetischen Kraft für 10° C. etwa $^1/_{30}$. Es ist indess hierbei zu berücksichtigen, dass der Diamagnetismus des Oeles, in welchem der Krystall hing, sich gleichfalls mit der Temperaturerhöhung geändert haben kann.

509 Beim Abkühlen vermehrt sich der temporäre Magnetismus der Stoffe. Indess ist diese Zunahme beim Mangan, Chrom nicht merklich [3]).

Man könnte vermuthen, dass bei starker Erkältung unmagnetische und diamagnetische Körper temporären und permanenten Magnetismus annehmen könnten.

Durch Abkühlung bis — 104° C. in einem Bade von fester Kohlensäure und Aether im Vacuum ist es indess Faraday [4]) nicht gelungen, irgend einen diamagnetischen Stoff magnetisch zu machen.

Die verschieden starke Abnahme des Magnetismus und Diamagnetismus mit der Temperatur bei verschiedenen Körpern kann bewirken, dass das magnetische Verhalten einzelner, aus magnetischen und diamagnetischen Substanzen gemengter Stoffe sich umkehrt. — So ist unreines, eisenhaltiges Quecksilber bei niederen Temperaturen magnetisch, bei höheren Temperaturen diamagnetisch [5]), da der Magnetismus des in ihm enthaltenen Eisens bei der Erwärmung weit schneller abnimmt, als der Diamagnetismus des reinen Quecksilbers.

[1]) Matteucci, Compt. Rend. T. XXXVI, p. 740. 1853.* — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXX, §. 3421 u. flgde.* — [3]) Faraday, Phil. Mag. [3.] Vol. XIV, p. 161. 1839;* Pogg. Ann. Bd. XLVII, S. 218;* Phil. Mag. [3.] Vol. XXVII, p. 1. 1845;* Exp. Res. Vol. III, p. 444;* Pogg. Ann. Bd. LXV, S. 643.* — [4]) Faraday, l. c. — [5]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 379. 1848.*

Auch bei den Gasen ändert die Temperaturerhöhung den Magnetismus. Dies zeigte Faraday[1]), indem er in ein Glasrohr eine kleine Spirale von Platindrath einlegte, und sie durch einen galvanischen Strom zum Glühen brachte. Er leitete durch dieses Rohr verschiedene Gase zwischen die Pole eines Elektromagnetes und bestimmte die Richtung des heissen Gasstromes entweder durch das Gefühl mit dem Finger oder durch ein gewöhnliches Thermometer oder ein Breguet'sches Thermoscop, welches dem Ausströmungsrohr gegenübergestellt war, oder indem die Gase gegen eine dünne, mit Wachs überzogene Glimmerplatte strömten, und nun die Stelle beobachtet wurde, an der durch den Gasstrom das Wachs abschmolz. Die Gase strömten, wie bei den früheren Versuchen (§. 435), in einem Kasten aus, welcher die Pole des Magnetes überdeckte und meist mit demselben Gase gefüllt war, welches aus dem Rohre strömte. 510

War z. B. der Kasten mit Luft gefüllt und liess man einen heissen Luftstrom von unten nach oben durch den Zwischenraum zwischen den Magnetpolen strömen, so wich er stets in äquatorialer Richtung ab. Während also das Wachs auf der Glimmerplatte vor der Erregung des Magnetes gerade über der Ausströmungsöffnung abschmolz, war die Stelle des Abschmelzens nach der Erregung des Magnetes in äquatorialer Richtung verschoben. Der Magnetismus der Luft nimmt also mit der Erwärmung ab.

Ein Kohlensäurestrom zeigte ebenfalls eine Ablenkung in äquatorialer Richtung; Stickstoff zeigte sich indifferent; Sauerstoff zeigte den Verlust an Magnetismus sehr bedeutend. — Ebenso nimmt bei ölbildendem Gase der Diamagnetismus mit der Temperaturerhöhung stark zu, bei Wasserstoff weniger.

Von besonderem Interesse ist der starke Diamagnetismus der Flamme 511
und des Rauches, welcher erstere zuerst von Bancalari[2]) beobachtet worden ist. Es sind hierbei die Flamme und der Rauch als Gemenge von glühenden Gasen mit den in denselben ausgeschiedenen, gleichfalls glühenden, festen Körpern anzusehen [3]).

Lässt man von einer Räucherkerze oder einem Stück glimmenden Feuerschwammes oder von einem mit Grünspan gefärbten und nach dem Brennen ausgeblasenen Wachsstock den Rauch zwischen den Magnetpolen hindurchgehen, so wird derselbe kaum aus seiner perpendikulären Richtung abgelenkt, wenn die Kerze oder der Schwamm mehrere Zoll unter den Magnetpolen steht, der Rauch also schon kalt geworden ist. Er wird aber sogleich in äquatorialer Richtung aus der Verbindungslinie der beiden Pole herausgetrieben, wenn der glimmende Körper den Magnetpolen näher steht, so dass der zwischen sie kommende Rauch noch heiss ist [4]). Der heisse Rauch ist also diamagnetischer als kalter.

[1]) Faraday, Phil. Mag. [3.] Vol. XXXI, p. 416. 1847;* Exp. Res. Vol. III, p. 485;* Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 256;* Exp. Res. Ser. XXVI, §. 2855.* — [2]) Bancalari-Zantedeschi Raccolta T. III; Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 286. 1848.* — [3]) Faraday, Phil. Mag. [3.] Vol. XXXI, p. 401. 1847;* Exp. Res. Vol. III, p. 467.* — [4]) Faraday, l. c.

512 Legt man zwei konische Halbanker auf den Elektromagnet und setzt zwischen sie eine Kerzenflamme, so drückt sich dieselbe beim Magnetisiren in axialer Richtung zusammen und dehnt sich in äquatorialer Richtung aus. Die Flamme verkürzt sich dabei in ihrer Höhe, brennt aber lebhaft, indem Luftströme von den Polen zur Flamme gehen.

Fig. 235 bis 238 stellen hierbei die verschiedenen Gestalten der Flamme einer Stearinkerze dar, wenn sie verschieden gegen die Magnet-

Fig. 235.



Fig. 236.



pole gestellt wird und letztere ihr mehr oder weniger genähert werden.

Bei Fig. 235 und 236 stehen die Polspitzen in 35mm Abstand von einander auf $^7/_8$ der Höhe der Flamme; Fig. 235 ist der äquatoriale, Fig. 236 der axiale Durchschnitt derselben; bei Fig. 237 stehen die Pole auf $^1/_2$ der Höhe, bei Fig. 238 dicht über dem Docht.

Fig. 237.



Fig. 238.



Steht die Flamme ganz über der Polfläche, so bewirkt diese Abstossung an Stelle der Verbreiterung eine Verlängerung der Flamme nach oben [1]). — In allen Fällen findet also eine diamagnetische Abstossung der Flamme statt.

Eine grosse Flamme von Aether, welcher auf Baumwolle getropft ist, theilt sich, wenn sie zwischen die Magnetpole heraufbrennt, in zwei ganz getrennte, auf beiden Seiten der axialen Linie liegende Theile.

Flammen von Schwefel, Phosphor, Alkohol, Wasserstoff verhalten sich ganz ebenso. Selbst auch die Flamme von Alkohol, die aus einem

1) Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 569. 1848.*

dick mit Eisentheilchen bestreuten Dochte herausbrennt und deshalb gelb gefärbt ist, zeigt dasselbe diamagnetische Verhalten [1]).

Bei einem schwachen Magnet kann man die Wirkung auf die Flamme in einer etwas veränderten Weise sehr gut zeigen. Man setzt auf die Polflächen Anker mit parallelepipedischen Flächen und nähert diese so, dass die Flächen in einem spitzen Winkel von etwa 15 Grad mit der einen senkrechten Kante nahe aneinandertreten. Die völlige Berührung hindert man durch ein zwischengelegtes Stück Messingblech. Lässt man eine Kerzenflamme zwischen den Flächen gerade in die Höhe brennen und schliesst den den Magnet erregenden Strom, so wird die Flamme in schräger Richtung aus dem Zwischenraum zwischen den Polflächen herausgetrieben.

Wendet man durchbohrte Magnetpole an, zwischen die man die Flamme bringt, so ziehen sich neben der äquatorialen Ausbreitung auch wohl noch zwei Streifen von der Flamme in die Durchbohrungen hinein [2]).

Bei Erhöhung der Temperatur nimmt auch die Kraft, mit der sich die Krystalle zwischen den Magnetpolen einstellen, ab, sowohl wenn ihre Masse magnetisch, als auch wenn sie diamagnetisch ist. Es lässt sich dies gut an einem Wismuthkrystall zeigen. — Einige genauere Versuche hierüber hat Faraday [3]) angestellt, indem er, wie in §. 508, die Drehung des die Krystalle zwischen den Magnetpolen tragenden Fadens bestimmte, bei der dieselben um 180° umschlugen. Die Krystalle hingen dabei an einem Drath in einem Kupfercylinder von 1,1″ Durchmesser und 3″ Tiefe, der mit Camphin, Wasser oder Oel gefüllt war und in einen zwischen die Magnetpole gestellten, mit Oel oder mit Wasser gefüllten parallelepipedischen kupfernen Kasten eingesetzt wurde. Dieser Kasten wurde erhitzt und die Temperatur der Flüssigkeit bestimmt. 513

So ergab sich die zum Umschlagen des Krystalls erforderliche Torsion des Fadens bei einem in Oel aufgehängten Wismuthkrystall:

Temperatur:	137° C.	115°	100°	90°	80°	65°	55°	45°	36° C.
Torsion:	82	87	105	109	119	138	145	160	175

Innerhalb der Grenzen der Versuche würde die Kraft etwa für 100° C. Temperaturerhöhung um 0,53 abnehmen. — Aehnliche Werthe ergab die Untersuchung eines anderen Krystalls in Wasser, und von Wismuth, welches in einer Richtung comprimirt war. — Ein Antimonkrystall verlor bei dunkler Rothglühhitze seine Magnekrystallkraft.

Beim Turmalin nimmt ebenso die Kraft der Einstellung mit der Temperaturerhöhung von — 14° bis + 143° C. etwa um 0,5 ab.

Ein Krystall von kohlensaurem Eisenoxydul verlor zwischen 0° und 138° C. etwa $^2/_3$ von seiner Magnekrystallkraft. Der Verlust war zwischen

1) Plücker, l. c. — 2) Faraday, l. c. — 3) Faraday, Exp. Res. Ser. XXII, §. 2570;* Ser. XXX, §. 3394 u. flgde.*

— 14° und 0° etwa 4 Mal so gross, als bei einer gleichen Temperaturänderung zwischen 129° und 143°. — Es ist dies ein anderer Werth, als der §. 508 für die Aenderung des Magnetismus der Masse desselben Körpers mit der Temperaturerhöhung gefundene.

Krystalle von Doppelspath besitzen eine zu geringe Magnekrystallkraft, andere Krystalle zerspringen zu leicht, um bei diesen Untersuchungen benutzt zu werden.

Zweites Capitel.

I. Drehung der Polarisationsebene des Lichtes und der Wärme durch den galvanischen Strom.

Umkreist ein galvanischer Strom einen durchsichtigen Körper oder befindet sich der Körper in der Nähe der Pole eines Magnetes, so wird der Durchgang des Lichtes durch denselben geändert. Diese Aenderung lässt sich durch eine Drehung der Polarisationsebene des Lichtes wahrnehmen. Sie ist zuerst von Faraday [1]) nachgewiesen worden. 514

Man legt eine etwa 100 bis 200^{mm} lange, an beiden Enden mit planparallelen Glasplatten geschlossene Röhre, welche mit irgend einer Flüssigkeit, z. B. Wasser, Schwefelkohlenstoff, gefüllt ist, oder ein etwa 4 bis 8^{ctm} langes, an seinen beiden Enden plangeschliffenes Prisma von Flintglas oder von Faraday's schwerem Glase in den inneren Raum einer Spirale von übersponnenem Kupferdrath von etwa 1^{mm} Dicke, in welcher etwa 500 bis 600 Windungen des Drathes auf eine Röhre von Holz oder Pappe von etwa 5^{ctm} Durchmesser aufgewunden sind. Man stellt vor das eine Ende dieser Röhre ein polarisirendes Nicol'sches Prisma, an welches auf der Seite der Röhre eine Linse von etwa 30^{mm} Brennweite angebracht ist, vor die andere ein zweites mit einer Alhidade versehenes, auf einem verticalen Kreise drehbares analysirendes Nicol'sches Prisma. Man stellt beide Prismen so ein, dass ihre Polarisationsebenen einen Winkel von 90^0 mit einander machen. Lässt man nun von einer vor das polarisirende Prisma gestellten Lampe Licht durch die beiden Nicols und den dazwischen befindlichen durchsichtigen Körper fallen, so wird dasselbe in Folge der Stellung beider Prismen ausgelöscht; in der Mitte des Gesichtsfeldes des analysirenden Prismas erscheint ein dunkler Strich. Leitet man nun aber durch die Spirale einen Strom von starker Intensität, z. B. von 6 bis 8 Bunsen'schen Elementen, so ver-

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XIX. 1845;* vgl. in Bezug auf die Anstellung der Versuche auch R. Böttger, Pogg. Ann. Bd. LXVII, S. 290. 350. 1846.*

schwindet die Dunkelheit und man muss das analysirende Prisma um einige Grade nach rechts oder links drehen, um den dunkeln Strich wieder in die Mitte des Gesichtsfeldes zu bringen. Es ist mithin die Polarisationsebene des, durch die Flüssigkeit hindurchgehenden, polarisirten Lichtstrahles um ebenso viele Grade nach rechts oder links gedreht worden, als man jenes analysirende Prisma herumdrehen musste. — Für den Beobachter zeigt sich, dass diese Drehung, wenigstens bei den genannten, sowie bei den meisten übrigen durchsichtigen Stoffen in derselben Richtung stattfindet, in welcher der galvanische Strom die Stoffe umkreist. Aendert man daher während des Versuches die Richtung des Stromes durch einen Gyrotrop, so entspricht die gesammte Drehung, welche man dem analysirenden Prisma geben muss, um wiederum das Licht auszulöschen, dem doppelten Drehungswinkel der Polarisationsebene durch den in einer Richtung herumgeleiteten Strom.

515 Mit verhältnissmässig schwächeren Strömen kann man die Drehung der Polarisationsebene durch den galvanischen Strom sehr deutlich wahrnehmen, wenn man sich an Stelle der genannten durchsichtigen Stoffe einer Flüssigkeit bedient, welche schon für sich die Polarisationsebene des Lichtes, und zwar für verschiedene Farben verschieden stark, dreht, z. B. der Zuckerlösung, des Terpentinöles. Man stellt dann vor dem Hindurchleiten des Stromes durch die Spirale das analysirende Nicol'sche Prisma so ein, dass man die Uebergangsfarbe (röthlich-blau) erblickt und gerade noch der eine Rand des Gesichtsfeldes röthlich, der andere bläulich gefärbt ist. Beim Durchleiten des Stromes durch die Spirale ändert sich dann jene Farbe mehr ins Blaue oder mehr ins Rothe, und man kann durch Drehen des Prismas dieUebergangsfarbe wieder herstellen. — Auch bei nicht für sich drehenden Substanzen kann man diese Methode anwenden, wenn man den polarisirten Lichtstrahl erst durch eine dünne Bergkrystallplatte gehen lässt, welche senkrecht zur optischen Axe geschnitten ist, und ihn dann erst in den der Einwirkung des Stromes ausgesetzten Körper eintreten lässt. Durch die Krystallplatte wird die Polarisationsebene gedreht und man beobachtet bei einer gewissen Einstellung des analysirenden Prismas die Uebergangsfarbe. Leitet man nun den Strom durch die Spirale, so wird die Polarisationsebene auch in dem durchsichtigen Körper noch weiter in dem einen oder anderen Sinne gedreht, und man bemerkt dies an der Aenderung der Uebergangsfarbe.

516 Noch besser stellt man zwischen das polarisirende Nicol'sche Prisma und den dem Einfluss des Stromes unterworfenen Körper eine sogenannte „Doppelplatte", d. i. eine Bergkrystallplatte, welche aus zwei nebeneinander gelegten Platten besteht, die die Polarisationsebene für eine bestimmte Farbe gleich stark nach rechts und links drehen [1]). Man erblickt

[1]) Pouillet, Compt. Rend. T. XXII, p. 135. 1846.*

dann beide Hälften durch das analysirende Nicol, welches um 90° gegen das polarisirende gedreht ist, gleich gefärbt, z. B. in der Uebergangsfarbe. Schliesst man nun den um den durchsichtigen Körper geleiteten Strom, so addirt sich die dadurch bewirkte Drehung der Polarisationsebene in demselben zu der durch die eine Hälfte der Doppelplatte, und subtrahirt sich von der durch die andere Hälfte derselben bewirkten Drehung. Die Farben beider Hälften werden dadurch ungleich. Um dieselben wieder gleich herzustellen, muss man das analysirende Nicol um den Winkel drehen, um welchen durch den galvanischen Strom die Polarisationsebene gedreht worden ist. — Die Gleichheit der Farben kann man auch ohne Drehung des analysirenden Nicols durch einen Soleil'schen Compensator erreichen.

Schiebt man in die Spiralen, welche den durchsichtigen Körper enthalten, dünne Eisenröhren ein, so steigert sich die Drehung der Polarisationsebene; nimmt man die Eisenröhren dicker, so vermindert sie sich wieder [1]).

Auch durch die Einwirkung eines Magnetes kann die Polarisations- 517
ebene in den seiner Wirkung ausgesetzten Körpern gedreht werden. Zu diesem Ende legt man auf die beiden Pole eines recht starken Elektromagnetes zwei flache Prismen von Eisen als Anker auf und bringt zwischen dieselben den durchsichtigen Körper, „das Diamagneticum", so dass seine obere Hälfte über die oberen Flächen der Anker hinausragt. Vor den Polflächen stellt man das polarisirende und analysirende Nicol'sche Prisma so auf, dass der von einer Lampe kommende, durch ersteres polarisirte Strahl dicht über den Polflächen in axialer Richtung durch den durchsichtigen Körper geht und in das analysirende Prisma gelangt [2]).

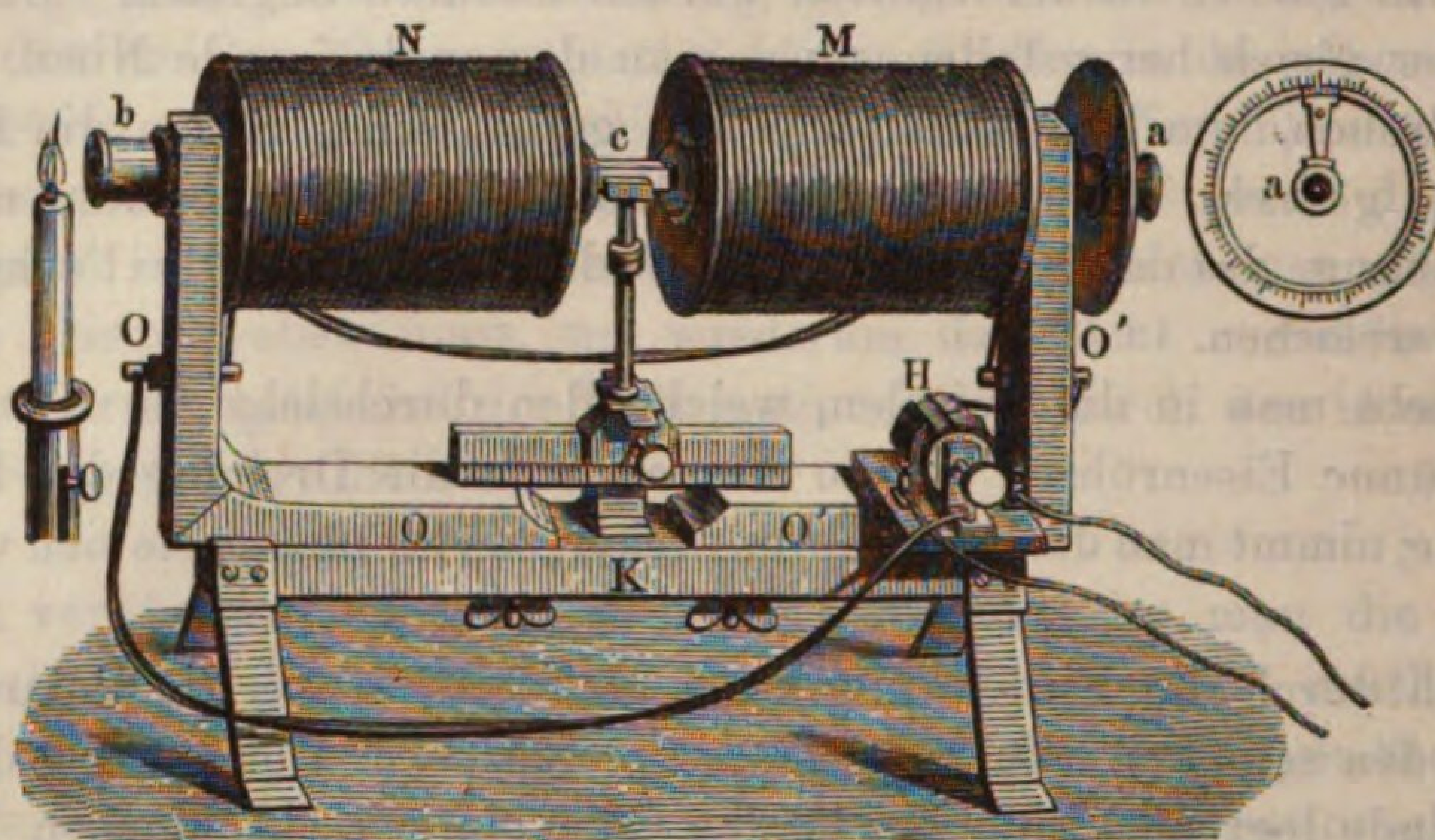
Zweckmässiger als bei dem angegebenen Verfahren würde man die Anker des Magnetes in axialer Richtung durchbohren und den polarisirten Lichtstrahl durch jene Durchbohrungen und das zwischen die Anker gelegte Diamagneticum leiten.

Beim Schliessen des den Magnet erregenden Stromes wird dann die Polarisationsebene des Lichtes in dem durchsichtigen Körper gedreht, was man in ganz gleicher Weise wie bei den §. 516 beschriebenen Versuchen beobachten kann. Die Richtung der Drehung entspricht auch ganz den dort gemachten Angaben. Vergegenwärtigt man sich die Richtung der Ampère'schen Molekularströme in den dem Diamagneticum zunächst liegenden Ankerflächen, welche der Richtung eines um dieselben geleiteten Stromes entspricht, der ihren Magnetismus erzeugen könnte, so wird die Polarisationsebene in demselben Sinne gedreht, in welchem jene Molekularströme fliessen. — Bei dem Wechsel der Richtung des magnetisirenden Stromes und also auch der Polarität des Magnetes ändert sich entsprechend die Richtung der Drehung der Polarisationsebene.

1) Faraday, Exp. Res. Ser. XIX, §. 2209.* — 2) Faraday, l. c.

Sehr zweckmässig benutzt man zu diesen Versuchen einen Elektromagnet nach der Construction von Ruhmkorff (§. 246) [1]. Die horizontalen Arme dieses Magnetes werden in der Richtung ihrer Axe durchbohrt; vor die Oeffnung *b* (Fig. 239) der Durchbohrung des einen Armes wird ein

Fig. 239.



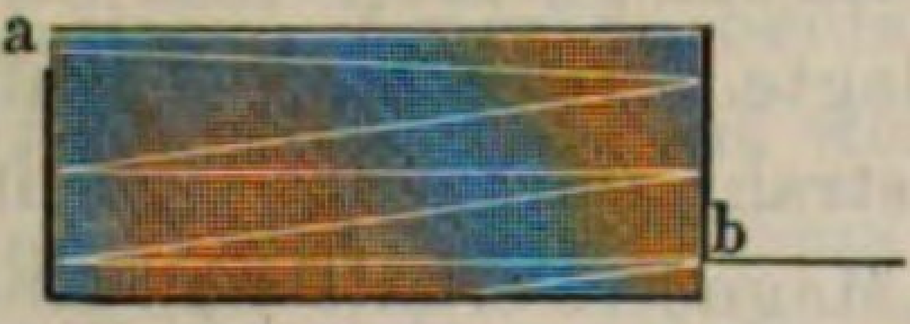
Nicol'sches Prisma als Polarisator gebracht, vor der entgegengesetzten Oeffnung *a* der Durchbohrung des anderen Armes wird ein zweites, um seine Axe drehbares analysirendes Nicol'sches Prisma aufgestellt. Zweckmässig befestigt man dieses analysirende Nicol'sche Prisma vor dem Objectiv eines kleinen Fernrohres, mit dem es sich um die gemeinschaftliche Axe drehen lässt. Die Drehung wird durch einen, an dem Nicol'schen Prisma oder Fernrohr befestigten, und auf einer festen Kreistheilung laufenden Nonius bis auf eine Minute genau gemessen. Vor das polarisirende Prisma stellt man eine enge Spalte, und stellt das Fernrohr so ein, dass man die Spalte deutlich sieht. Legt man zwischen die Pole des Magnetes ein Stück Faraday'sches Glas, so zeigt sich bei der Magnetisirung des Magnetes die Drehung der Polarisationsebene des in der Richtung *ba* durch den Apparat hindurchgeleiteten Lichtstrahles sehr deutlich, und man kann leicht die Drehung für die verschiedenen Farben, z. B. die Uebergangsfarbe, bestimmen oder bei Anwendung homogenen Lichtes die zur Auslöschung dieser Farbe nöthige Drehung des analysirenden Nicols von seiner um 90° gegen die Lage des polarisirenden Prismas geneigten Stellung aus messen.

518 Man kann die Drehung der Polarisationsebene des Lichtes durch den Magnet wesentlich verstärken, wenn man in dem, seiner Wirkung ausge-

[1]) Biot, Compt Rend. T. XXIII, p. 538. 1846.*

setzten Medium den Lichtstrahl öfter hin- und hergehen lässt. Zu dem Ende versilbert Faraday[1]) die parallelen, ebengeschliffenen Endflächen seines Prismas von schwerem Glase (Fig. 240) und entfernt nur an zwei in der Diagonale des Prismas liegenden Stellen *a* und *b* dieser Flächen die Silberbelegung. Er legt dieses Prisma so zwischen die Magnetpole, dass die versilberten Endflächen desselben den Polen zugekehrt sind, und lässt nun durch die eine der freien Stellen an den Endflächen nahezu der Axe des Prismas parallel einen polarisirten Lichtstrahl einfallen. Durch wiederholte Reflexionen an den versilberten Endflächen wird der Strahl gezwungen, 17- bis 19mal das Prisma zu durchlaufen, ehe er aus der freien Fläche der, der Eintrittsstelle gegenüberliegenden Seite des Prismas austritt und dort in das analysirende Prisma fällt. Da die Polarisationsebene des Lichtstrahles bei jedem Hingang und Hergang für einen Beobachter, der den austretenden Strahl durch das analysirende Prisma betrachtet, stets nach derselben Seite gedreht wird, so ist diese Drehung im vorliegenden Fall auch 17- bis 19mal so gross, als wenn der Lichtstrahl nur direct durch das schwere Glasprisma hindurchgegangen wäre.

Fig. 240.

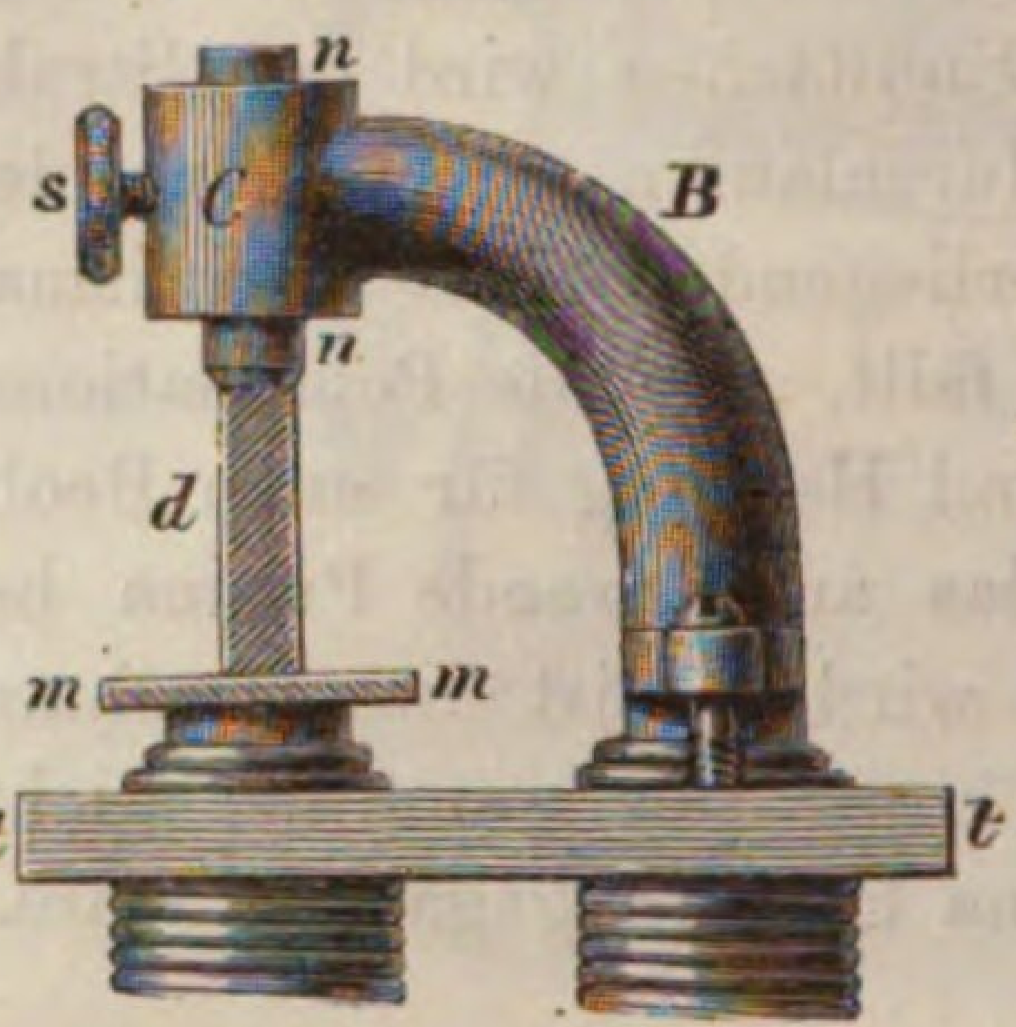


Es ist wohl zu beachten, dass in dieser Beziehung ein wesentlicher 519
Unterschied besteht zwischen der Drehung der Polarisationsebene in einem zwischen den Polen des Magnetes befindlichen Körper und in Körpern, die für sich die Polarisationsebene drehen, wie Bergkrystall, Glasröhren voll Terpentinöl u. s. w. In letzteren wird die Polarisationsebene eines polarisirten Strahles stets in einem in Bezug auf die Fortpflanzungsrichtung des Lichtstrahles sich gleichbleibenden constanten Sinne gedreht, so dass, von welcher Seite das Licht auch in den Körper einfällt, doch ein Beobachter an der gegenüberliegenden Seite die Polarisationsebene in demselben Sinne, z. B. nach rechts, gedreht findet. Wird aber die Drehung der Polarisationsebene zwischen den Magnetpolen hergestellt, so ist die Drehung durchaus unabhängig von der Richtung der Lichtstrahlen und nur bedingt durch die Lage der Magnetpole. Geht also der Lichtstrahl vom Südpol zum Nordpol, so findet die Drehung stets, vom Nordpol aus betrachtet, entgegen der Richtung der Bewegung der Zeiger der Uhr statt, geht der Lichtstrahl umgekehrt, aber in entgegengesetzter Richtung. — Ganz ebenso verhält es sich, wenn die Drehung durch Einlegen der Substanzen in eine vom Strom durchflossene Spirale bewirkt wird. Auch hier richtet sie sich nur nach der Richtung des Stromes in den Windungen der letzteren und ist von der Fortpflanzungsrichtung des Lichtstrahles unabhängig.

[1]) Faraday, Phil. Mag. [3.] T. XXIX, p. 153. 1846;* Exp. Res. Vol. III, p. 453;* Pogg. Ann. T. LXX, p. 283.*

520 Auch schon durch einen Magnetpol wird bei diesen Versuchen die Polarisationsebene gedreht, wie dies Bertin [1]) gezeigt hat, indem er einen Nörremberg'schen Polarisationsapparat mit seinem unteren horizontalen Glasspiegel auf die horizontale Polfläche eines Elektromagnetes stellte und auf denselben ein Stück Faraday'schen Glases legte. Auch hierbei läuft der auf den Spiegel geworfene polarisirte Lichtstrahl durch das Glas in doppelter Richtung, und bei der Magnetisirung des Magnetes erhält man eine bedeutende Drehung, die bei Bertin's Versuchen für eine 18^{mm} dicke Glasplatte 10°, für eine 48^{mm} dicke 21° betrug. — Noch stärker wird bei diesem Versuch die Drehung, wenn man nach Müller [2]) das Faraday'sche Glas *d* (Fig. 241) auf den Spiegel *mm* des Polarisationsapparates stellt, welcher auf dem einen Pol des Elektromagnetes liegt und auf den zweiten Pol des Magnetes einen eisernen Bügel *B* schraubt, der gerade über dem Faraday'schen Glase *a* einen hohlen Eisencylinder *C* trägt. In diesem bewegt sich ein gleichfalls durchbohrtes eisernes Rohr von etwa 5^{mm} innerer Oeffnung und 5^{mm} Wanddicke. Dasselbe wird bis auf das Glas *d* heruntergeschoben und in dieser Lage durch die Schraube *s* festgehalten. Durch Holzschrauben wird der Bügel *B* an dem Brett *H* befestigt, so dass er in seiner Lage verbleibt. Ueber *n* befinden sich die übrigen Theile des Polarisationsapparates.

Fig. 241.



Liegt der durchsichtige Körper, statt auf einem Pole eines Elektromagnetes, neben demselben, so entspricht die Richtung der Drehung der Polarisationsebene stets der Richtung der Molekularströme, welche in einem an seine Stelle gebrachten Eisenstab inducirt worden wären [3]).

521 Die Abhängigkeit der, bei directer Einwirkung eines galvanischen Stromes auf ein einfach brechendes Medium, in demselben erzeugten Drehung der Polarisationsebene von der Intensität des Stromes und der Farbe des das Medium durchlaufenden Lichtstrahles habe ich durch einige Beobachtungen zu bestimmen versucht [4]).

Die zur Bestimmung der Drehung der Polarisationsebene verwendete Methode war im Wesentlichen schon von Broch und Foucault angegeben: Von dem Spiegel eines Heliostates wurde Sonnenlicht in ein dunkles Zimmer reflectirt. In der Richtung der Lichtstrahlen befand sich zunächst ein schmaler, senkrechter Spalt und unmittelbar hinter demselben der Polarisationsapparat, bestehend aus einem, dem Spalt zugekehrten, feststehen-

[1]) Bertin, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXIII, p. 14. 1848;* Bd. LXXV, S. 428.* — [2]) Müller, Lehrb. [5.] Bd. II, S. 427. 1857.* — [3]) Faraday, l. c. — [4]) Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. LXXXII, S. 215. 1851.*

den (a) und einem zweiten um seine Axe drehbaren Nicol'schen Prisma (b). Das zweite Prisma (b) trug einen auf einem getheilten Kreise beweglichen Nonius, der den zwölften Theil eines Grades direct abzulesen gestattete. Zwischen beiden Nicols wurde die Substanz eingeschaltet, deren Drehkraft untersucht werden sollte. Etwa 6 bis 8 Fuss hinter dem zweiten Nicol'schen Prisma (b) befand sich ein vor dem Objectiv eines etwa fünfzehnmal vergrössernden Galilaei'schen Fernrohres befestigtes, um seine Längsaxe drehbares Prisma von Flintglas, welches die Strahlen auffing, welche durch den vorgestellten Polarisationsapparat hindurchgegangen waren. Hatte man demnach in den Weg der letzteren eine drehende Substanz, etwa Terpentinöl, eingeschaltet, so wurde zunächst das einfallende weisse Licht durch das erste Nicol (a) in einer bestimmten Ebene polarisirt, sodann wurde durch das drehende Medium die Polarisationsebene abgelenkt, und zwar geschah dies für die verschiedenen Farben verschieden stark. Ging nun das Licht durch das zweite Nicol (b), so wurde durch dieses diejenige Farbe ausgelöscht, deren Schwingungsrichtung senkrecht auf seiner Schwingungsebene stand. Das durch das Prisma gebildete und durch das dahinter befindliche Fernrohr zu beobachtende Spectrum zeigte daher an der Stelle der ausgelöschten Farbe einen schwarzen Strich. Stellt man das Fadenkreuz des Fernrohres auf irgend eine bestimmte Fraunhofer'sche Linie ein und dreht das zweite Nicol'sche Prisma (b) so lange, bis der schwarze Strich im Spectrum mit dem Fadenkreuz, also auch mit der beobachteten Linie zusammenfällt, so giebt der Winkel, um den das Nicol gedreht werden musste, den Drehungswinkel der Wellenlänge an, welche jener Fraunhofer'schen Linie entspricht.

Auf diese Weise wurde die Drehung der Polarisationsebene in verschiedenen Flüssigkeiten untersucht. Dieselben befanden sich in Röhren von 201,5 bis 210^{mm} Länge, welche vorn und hinten durch parallele Glaswände geschlossen waren.

Die Röhren lagen in einer 260^{mm} langen Drathspirale, auf welche etwa 6 Kilogr. Kupferdrath von 2,3^{mm} Dicke gewickelt waren. Durch diese Spirale wurde vermittelst eines Gyrotrops ein Strom in abwechselnder Richtung geleitet. Ein abgezweigter Theil des Stromes durchlief den Drath einer Tangentenboussole, durch deren Ablesung seine Intensität bestimmt wurde.

Bei Flüssigkeiten, welche für sich die Polarisationsebene nicht drehten, z. B. Schwefelkohlenstoff, wurde der polarisirte Lichtstrahl durch eine mit Terpentinöl gefüllte Röhre und dann erst durch die mit der betreffenden Flüssigkeit gefüllte Röhre geleitet, und die Zu- oder Abnahme der Drehung der Polarisationsebene bei der Einwirkung des Stromes auf letztere bestimmt. Dieselbe entspricht dann der durch den Strom bewirkten Drehung.

Bezeichnet i die Intensität des Stromes, D, E, b, F die Drehung der Polarisationsebene für die einzelnen Fraunhofer'schen Linien, so ergab sich u. A.:

Schwefelkohlenstoff:

i	D	E	b	F
260	0,7	1,1	1,1	—
325	1	1,25	—	—
364	1	1,3	1,4	1,5
394	1,2	1,7	1,75	1,9
456	1,4	1,75	2,0	2,3
521	1,5	2,2	2,25	2,5

Terpentinöl:

i	C	D	E	b	F
0,435	0,5	0,6	0,7	0,7	0,8
0,650	—	0,7	1,0	1,15	1,4
0,839	—	1,0	1,4	1,45	1,70
0,966	0,8	1,25	1,5	1,6	1,85
1,111	1,0	1,3	1,7	1,8	2,1
1,280	—	1,7	2,2	2,3	2,7

Die Drehung der Polarisationsebene in diesem Terpentinöl ohne Einwirkung des Stromes war für die Linien

C	D	E	b	F
22,5	29,4	39,25	41,1	48,7

Aus diesen Versuchen folgt:

522 1) Die Drehung der Polarisationsebene ist der Intensität des dieselbe bewirkenden Stromes proportional[1]);

2) dieselbe nimmt bei abnehmender Wellenlänge sowohl beim Schwefelkohlenstoff wie beim Terpentinöl stetig zu.

Beim Terpentinöl ist innerhalb der Grenzen der Beobachtungen die durch den galvanischen Strom hervorgebrachte Drehung der verschiedenen Farben proportional der schon ohne Einwirkung des Stromes beobachteten Drehung derselben. — Indess ist dieses letztere Resultat nicht ohne Weiteres als allgemein gültig für alle, für sich drehenden Substanzen zu betrachten, da einzelne derselben im natürlichen Zustand die Polarisationsebene für die verschiedenen Farben nach entgegengesetzten Seiten hin drehen; der galvanische Strom in ihnen aber für alle Farben die Drehung der Polarisationsebene nach derselben Seite, wenn auch in verschiedener Grösse, bewirkt.

Mit der Länge des, der Einwirkung eines Stromes in einer Drathspirale oder einer magnetisirenden Kraft ausgesetzten Körpers nimmt,

1) Vgl. auch Faraday, l. c.

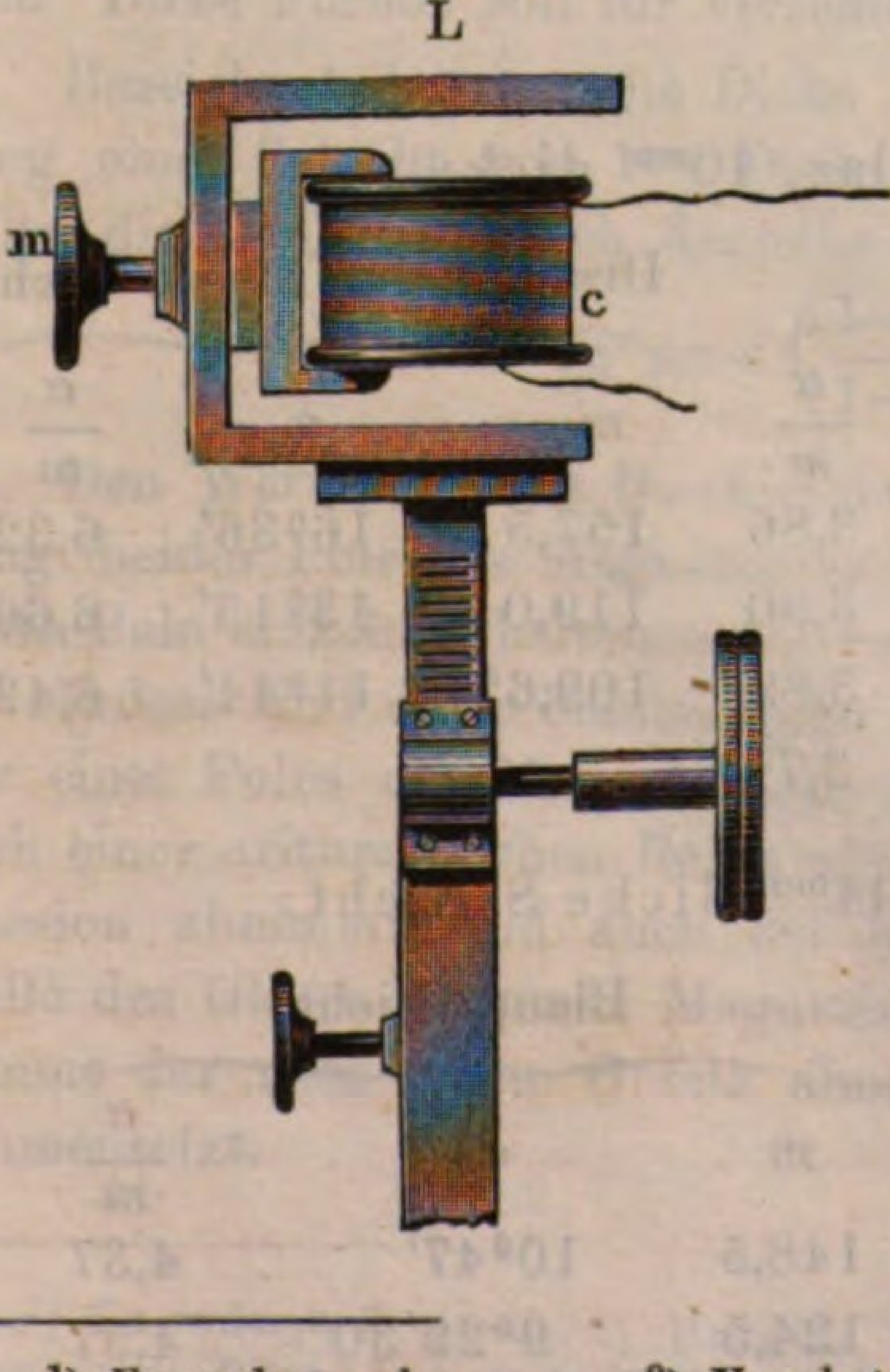
wenn alle Theile desselben gleichmässig erregt werden, die Drehung proportional zu[1]).

Die Abhängigkeit der Drehung der Polarisationsebene in einem zwischen den Polen eines Elektromagnetes aufgestellten Körper von den jedesmal auf ihn wirkenden magnetischen Kräften ist von Verdet[2]) untersucht worden. 523

Auf die Pole eines Ruhmkorff'schen Magnetes von der in §. 246 beschriebenen Einrichtung, dessen horizontale, 200^{mm} lange und 75^{mm} dicke Schenkel eine Durchbohrung erhalten hatten, um den Lichtstrahl durchzulassen, wurden zwei 50^{mm} lange Cylinder von weichem Eisen von 140^{mm} Durchmesser aufgeschraubt, welche gleichfalls in der Richtung der Axe durchbohrt waren. Standen die gegenüberliegenden Flächen dieser Cylinder etwa 50 bis 90^{mm} von einander, so konnte man eine durchsichtige Substanz, ein Stück Faraday'sches Glas, an jeder beliebigen Stelle zwischen ihnen aufstellen, ohne dass die Drehung der Polarisationsebene für die Uebergangsfarbe in einem in der Richtung der Axe der Schenkel und Cylinder hindurchgehenden Sonnenstrahle sich änderte, vorausgesetzt, dass die Substanz nicht allzunahe an die eine Polfläche gebracht wurde. Es ist hiernach bei der angegebenen Vorrichtung die magnetische Wirkung auf jedes, an irgend einer Stelle des ganzen Feldes zwischen den Magnetpolen liegende Molekül des schweren Glases höchstens um $^1/_{100}$ verschieden.

Um nun die Stärke des magnetischen Momentes an den einzelnen Stellen des magnetischen Feldes zu bestimmen, wurde zwischen die Pole eine Drathspirale *c* (Fig. 242) gebracht. Dieselbe war 15^{mm} hoch, hatte einen inneren und äusseren Durchmesser von 12 und 28^{mm} und war aus 23^{m} übersponnenem Kupferdrath von 0,5^{mm} Dicke gewunden. Die Spirale war an einem Rahmen befestigt, der durch eine Zahnstange auf und nieder bewegt werden konnte. Sie wurde zuerst gerade zwischen die Magnetpole gebracht, und zwar so, dass ihre Axe vertical stand. Sie konnte nun durch den Knopf *B* um eine gegen diese Axe und gegen die Verbindungslinie der Centra der Polflächen senkrechte Axe um 90°

Fig. 242.



[1]) Faraday, l. c. — [2]) Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XLI, p. 370. 1854.*

gedreht werden, so dass ihre Oeffnungen abwechselnd nach oben und unten oder gegen die Polflächen gerichtet waren. Die Enden des Drathes dieser Spirale waren mit einem empfindlichen Spiegelgalvanometer verbunden. Die Gesammtintensität des bei der schnellen Drehung der Spirale um 90° erhaltenen Stromes ist der durch die Induction in ihr erzeugten elektromotorischen Kraft oder direct der magnetischen Wirkung zwischen den Magnetpolen proportional. — Unmittelbar über der Spirale wurde auf ihren Rahmen bei *L* die zur Untersuchung bestimmte, durchsichtige Substanz gelegt, dieselbe nach der Messung der magnetischen Kraft durch Hinunterschrauben des Rahmens zwischen die Magnetpole gebracht, und die Drehung, sei es für die Uebergangsfarbe, sei es für den der Linie *G* nahezu entsprechenden, durch Kupferammoniak hindurchgeleiteten blauen Lichtstrahl bestimmt. Der den Magnet magnetisirende Strom wurde sodann umgekehrt und wieder die Drehung bestimmt, nachdem der Magnetismus des Magnetes eine constante Grösse angenommen hatte. Es wurde sodann noch durch Hinaufschrauben des Rahmens und durch Umdrehen der Drathrolle untersucht, ob die jetzt stattfindende entgegengesetzte Magnetisirung des Magnetes der ersten Magnetisirung desselben gleich war.

524 Die Summe der beiden beobachteten, nach entgegengesetzten Seiten gerichteten Drehungen der Polarisationsebene sei α, der durch die Induction gemessene Magnetismus im magnetischen Felde m, die Zahl der zur Erregung des Magnetes verwendeten Bunsen'schen Elemente n, die Entfernung der Magnetpole von einander a.

So ergab sich u. A.:

Faraday'sches Glas, 40^{mm} dick:

Drehung der Uebergangsfarbe					Drehung für blaues Licht		
a	n	m	α	$\frac{\alpha}{m}$	m	α	$\frac{\alpha}{m}$
60^{mm}	20	143,37	9°13′45″	3,86	157,5	16°36′	6,32
80^{mm}	20	115	7°28′30″	3,90	119,0	13°13′	6,66
60^{mm}	10	112,37	7°17′45″	3,89	109,62	11°44′	6,42
90^{mm}	10	63,62	3°55′45″	3,71			

Schwefelkohlenstoff, 44^{mm} dicke Schicht:

Uebergangsfarbe			Blaues Licht		
m	α	$\frac{\alpha}{m}$	m	α	$\frac{\alpha}{m}$
150,37	6°16′15″	2,50	148,5	10°47′	4,37
94,19	3°55′	2,49	124,5	9°29′30″	4,57
69,00	2°54′	2,52	94,4	7°7′30″	4,53

Für ein Flintglas von 43,3^{mm} Dicke ergab sich ebenso für die Drehung der Uebergangsfarbe constant $\frac{\alpha}{m} = 1{,}90$ bis $1{,}96$.

Die Drehung der Polarisationsebene in jedem Theilchen einer einfach brechenden Substanz ist demnach direct proportional der auf dasselbe wirkenden magnetischen Kraft, wie diese letztere auch, sei es durch Aenderung der Intensität des den Magnet erregenden Stromes, sei es durch Aenderung des Abstandes seiner Pole, irgendwie verändert werden mag.

Nähert man daher z. B. einem Magnetpol, vor dem sich ein durchsichtiger Körper befindet, von der Seite einen Eisenstab, so wird die Drehung in letzterem vermindert, da nun die magnetische Wirkung auf ihn gleichfalls verringert ist [1]).

Durch diese Versuche wird das von Bertin [2]) gefundene Resultat widerlegt, dass, wenn ein Flintglasprisma in verschiedenen Entfernungen der Einwirkung nur eines Poles des Ruhmkorff'schen Elektromagnetes ausgesetzt wird, die Drehungen der Polarisationsebene in jeder Schicht desselben in geometrischer Progression abnehmen sollten, während der Abstand der Schicht vom Magnetpol in arithmetischer Progression wuchs. 525

Ist also die Drehung der Polarisationsebene in einer Schicht von Flintglas von 1^{mm} Dicke, welche den Pol berührt, gleich A, die Drehung in 1^{mm} Entfernung gleich $A.r$, so soll die Drehung bei der Entfernung von x^{mm}

$$y = Ar^x$$

sein. Diese Formel soll für verschiedene Dicken des Glases gültig sein.

Bezeichnet daher e die Dicke des Glases in Millimetern, c die Drehung einer Schicht von 1^{mm} Dicke bei Berührung des Magnetpoles, so sollte die Drehung durch dasselbe im Abstande x vom Magnetpol sein:

$$y = c\left(\frac{1-r^e}{1-r}\right)r^x.$$

Den Werth c nennt Bertin den Drehungscoëfficienten. Bei der Wirkung beider Pole des Magnetes soll die Drehung der Summe der durch beide Pole einzeln erhaltenen Drehungen gleich sein.

Indess sind diese beiden Sätze nicht ganz richtig, da bei Anwendung nur eines Poles der Magnetismus mit Zunahme des Abstandes vom Pol nach einer arithmetischen Reihe nicht genau in einer geometrischen Progression abnimmt, und auch bei der Wirkung beider Pole der auf jede Stelle des Glases wirkende Magnetismus nicht sich ohne Weiteres aus der Summe der nach jenem Gesetz abnehmenden Wirkungen beider Pole zusammensetzt.

1) Faraday, l. c. — 2) Bertin, Compt. Rend. T. XXVI, p. 216;* Ann. de Chim. et de Phys. [3.] Vol. XXIII, p. 5. 1848;* Pogg. Ann. Bd. LXXIV, S. 143;* Bd. LXXV, S. 420.*

Legt man zwischen die Magnetpole ein kürzeres und ein längeres Stück Faraday'sches oder Flintglas und schiebt die Polflächen unmittelbar an die Endflächen derselben heran, so bemerkt man zuweilen in beiden Fällen gleiche Drehungen der Polarisationsebene, indem bei Anwendung des längeren Glases die Länge desselben, auf die der Magnetismus einwirkt, sich vergrössert, während zugleich in Folge der grösseren Entfernung der Pole des Magnetes der auf jeden Punkt des Glases wirkende Magnetismus abnimmt [1]).

526 Geht ein polarisirter Lichtstrahl in einer Linie, welche gegen die (axiale) Richtung der Wirkung der magnetischen Kraft geneigt ist, durch einen durchsichtigen Körper, so ist die Drehung der Polarisationsebene desselben kleiner, als wenn das Licht in der axialen Richtung durch den Körper geht. Die Gesetze der Drehung für diesen Fall sind von Verdet [2]) untersucht worden. Der durchsichtige Körper wurde auf einen um seine Axe drehbaren Tisch zwischen die Pole des Magnetes (§. 246) gelegt, welche aus zwei gegeneinander verschiebbaren, parallelepipedischen Eisenstücken bestanden. Die Drehung des Tisches wurde an einer an seinem Rande angebrachten Kreistheilung vermittelst eines festen Nonius gemessen. Der durchsichtige Körper ragte mit seiner Masse ein wenig über die oberen Ränder der Eisenstücke hinüber. Der Lichtstrahl, welcher von einem feststehenden polarisirenden Prisma kam, ging dicht über jenen Eisenstücken durch den durchsichtigen Körper hindurch und fiel sodann in den gleichfalls an einem festen Statif angebrachten, um seine Axe drehbaren, §. 517 beschriebenen analysirenden Apparat. Der Elektromagnet war auf eine senkrechte Axe aufgesetzt, welche sich in einem auf vier Stellschrauben aufstehenden Statif drehte. Die Drehung konnte durch eine Alhidade an einem auf dem Statif befestigten, getheilten Kreise gemessen werden. Der Magnet und der zwischen seinen Polen befindliche durchsichtige Körper wurden erst so gestellt, dass der polarisirte Lichtstrahl den letzteren in der gegen die Flächen der Pole des Magnetes senkrechten axialen Richtung durchstrahlte, und die Drehung der Polarisationsebene nach dem Schliessen des magnetisirenden Stromes bestimmt. Sodann wurde der Magnet um einen Winkel α gedreht und der zwischen seinen Polen befindliche, den durchsichtigen Körper tragende Tisch um ebensoviel Grade zurückgedreht, dass der Körper in derselben Richtung vom Licht durchstrahlt wurde wie vorher. Diese Richtung machte nun mit der axialen Richtung gleichfalls den Winkel α.

Aus den Zahlen, welche bei der Anwendung eines Parallelepipeds von Faraday'schem Glase oder eines parallelepipedischen, mit Schwefelkohlenstoff gefüllten Glases erhalten wurden, ergab sich:

[1]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XVII, p. 443. 1846.* — [2]) Verdet, Compt. Rend. T. XXXIX, p. 548. 1854;* Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XLIII, p. 37.*

dass die Winkel *d*, um welche die Polarisationsebene gedreht wurde, bei gleicher magnetisirender Kraft dem Cosinus des Neigungswinkels *α* zwischen der Richtung des Lichtstrahles und der axialen Richtung der magnetischen Wirkung proportional sind.

So fand Verdet z. B.:

	Faraday'sches Glas, 40^{mm} dick		Schwefelkohlenstoff, 44^{mm} dick	
α	d	$\frac{d}{\cos\alpha}$	d	$\frac{d}{\cos\alpha}$
0	8⁰55′45″	535,75	5⁰58′0″	358,0
15	8⁰29′15″	527,25	5⁰45′45″	357,25
30	7⁰40′0″	531,25	5⁰7′45″	355,25
45	6⁰20′0″	537,50	4⁰9′0″	352,0
60	4⁰28′45″	537,50	2⁰58′45″	357,50
75	2⁰19′30″	539,00	—	—

Die Drehung der Polarisationsebene durch den galvanischen Strom 527
ist in verschiedenen Substanzen sehr verschieden. Eine besonders starke Drehung der Polarisationsebene zeigt sich bei dem von Faraday[1]) dargestellten schweren Glas von kieselborsaurem Bleioxyd, $3\,PbO, SiO_3, 2\,BO_3$, aus welchem er längliche, etwa 3 bis 5^{ctm} lange und etwa 1^{ctm} dicke und breite parallelepipedische Stücke formte, deren Endflächen plangeschliffen wurden.

Noch stärker soll nach Matthiessen[2]) die Wirkung auf mehrere andere Bleisilicate, z. B. $6\,PbO, SiO_3$ und $4\,PbO, SiO_3$, sein, welche mehr als die doppelte Wirkung des Faraday'schen Glases geben, aber leicht an der Luft anlaufen. Ein Silicoaluminat von Bleioxyd und Kali ($KO, Al_2 . O_3, 5 - 8\,PbO, 4\,SiO_3$) und ein Silicoaluminat von Bleioxyd sollen diesem Uebelstand nicht ausgesetzt sein. — Nächst dem Bleioxyd soll der Gehalt an Wismuth, Antimon, Zink das Drehvermögen der Gläser befördern, der Gehalt an Kalk, Natron und Kali dasselbe verringern. Geschmolzene Phosphorsäure, Quarz, Flussspath zeigen dagegen keine Drehung.

Faraday[3]) fand die Drehung gleicher Längen verschiedener Substanzen wie folgt:

Schweres Glas	6⁰
Flintglas	2,8⁰
Steinsalz	2,2⁰
Wasser	1⁰

1) Faraday, Phil. Trans. 1830, Pt. I, p. 1.* — 2) Matthiessen, Compt. Rend. T. XXIV, p. 969;* T. XXV, p. 20. 173. 1847;* Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 65 bis 77.* — 3) Faraday, Exp. Res. Ser. XIX, §. 2215.*

Für verschiedene Substanzen berechnet Bertin[1]) den Drehungscoëfficienten (vgl. §. 525) also:

Faraday's Flintglas . .	1,00	Zinkchloridlösung . . .	0,55
Guinant's „ . .	0,87	Chlorcalciumlösung . .	0,45
Gemeines „ . .	0,83	Wasser	0,25
Zinnchlorid	0,77	Alkohol (36° Baumé) . .	0,18
Schwefelkohlenstoff . .	0,74	Aether	0,15.
Phosphorchlorür . . .	0,51		

E. Becquerel (l. c.) fand für eine Schicht von 1^{ctm} Dicke die Drehung bei

Chlorzinklösung . . .	6°	Reinem Wasser	3°
Chlorcalcium, Chlornatrium	4,5°	Alkohol, Aether	weniger.

E. Becquerel[2]) hat ferner für die Drehung der Polarisationsebene, in gleichen Längen der Körper bei Anwendung gleich starker Ströme folgende Werthe gefunden:

Wasser	10
Concentrirte Eisenchlorürlösung .	3
Schwefelkohlenstoff	29,3
Schwefelsaures Nickeloxyd . . .	13,55

Bemerkenswerth ist hier die geringe Drehung der Polarisationsebene in der Eisenchlorürlösung (s. unten).

Bei Körpern, welche für sich die Polarisationsebene drehen, z. B. Zuckerlösung, ist die durch den galvanischen Strom oder Magnet bewirkte Drehung derselben nach E. Becquerel's[3]) Versuchen gleich gross, mag dieselbe nun in derselben oder in der entgegengesetzten Richtung stattfinden, wie die dem Körper eigenthümliche Drehung der Polarisationsebene.

528 Verdet[4]) hat die Drehung der Polarisationsebene für verschiedene Lösungen bestimmt, indem er sie zwischen die Pole des §. 246 beschriebenen Elektromagnetes brachte, welche mit kleineren sechseckigen Eisenplatten (§. 523) armirt waren.

Es wurde vor und nach der Bestimmung an die Stelle der Lösung destillirtes Wasser gebracht, und so die Drehung in der Lösung bei glei-

[1]) Bertin, l. c. — [2]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXVIII, p. 337. 1850.* — [3]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XVII, p. 437. 1846. — [4]) Verdet, Compt. Rend. T. XLIII, p. 529. 1856;* T. XLIV, p. 1209. 1857;* Ann. de Chim. et de Phys. T. LII, p. 129. 1858;* Pogg. Ann. Bd. C, p. 172.*

cher magnetischer Einwirkung direct mit der des Wassers verglichen. Es wurde stets die Drehung für die Uebergangsfarbe bestimmt. Die Lösungen befanden sich in 10 bis 50^{mm} langen parallelepipedischen Glaskästen, welche zuerst für sich zwischen die Magnetpole gesetzt wurden, um die in ihren Glaswänden erzeugte Drehung von der Drehung zu subtrahiren, welche nach ihrer Füllung mit den Lösungen beobachtet wurde. Um bei gefärbten Lösungen die durch die Färbung entstehenden Fehlerquellen zu vermeiden, liess man, auch als der Vergleichung halber die Drehung im Wasser bestimmt wurde, zuerst den Lichtstrahl durch eine Schicht der Lösung von derselben Dicke gehen, wie die nachher dem Einfluss des Magnetes ausgesetzte Schicht, um stets eine gleiche Färbung des Lichtes zu erhalten. Es wurde stets die Summe der Drehungen gemessen, welche erhalten wurden, als der Magnet nacheinander entgegengesetzt magnetisirt worden war.

Die Temperatur bei den Beobachtungen betrug 12 bis 18° C. Als magnetisches Drehvermögen einer Lösung bezeichnet Verdet die Drehung der Polarisationsebene in einer Schicht derselben, wenn die Drehung in einer gleich dicken Schicht Wasser unter sonst gleichen Umständen gleich eins gesetzt wird; als molekulares magnetisches Drehvermögen eines Salzes in einer Lösung das Drehvermögen der Lösung nach Abzug der Drehung durch das Wasser in derselben, dividirt durch das Gewicht des in der Einheit des Volumens der Lösung enthaltenen Salzes. Die folgende Tabelle enthält einige der erhaltenen Resultate:

	Dichtigkeit der Lösung	Salzmenge in 1 Vol. der Lösung	Drehvermögen	Drehung durch das Wasser	Drehung durch das Salz	Molekulares Drehvermögen des Salzes
Zinnchlorür	1,3280	0,401	2,047	0,927	1,120	2,79
"	1,1637	0,198	1,525	0,966	0,559	2,81
"	1,1112	0,133	1,348	0,978	0,370	2,71

Es ist also das magnetische Drehvermögen der Lösung eines Salzes nahezu gleich der Summe der Drehvermögen des in der Lösung enthaltenen Wassers und Salzes.

Dasselbe Resultat gaben Lösungen von Zinkchlorür und Salmiak.

Zwischen dem Brechungsverhältniss der Lösungen und der Drehung der Polarisationsebene durch den Magnetismus in ihnen scheint durchaus kein einfacher Zusammenhang zu bestehen, wie dies u. A. folgende Tabelle von Verdet (l. c.) ergiebt. Die Brechungsindices wurden vermittelst eines Babinet'schen Goniometers bestimmt:

	Brechungsindex	Magnetisches Drehvermögen
Wasser	1,334	1,000
Lösung von kohlensaurem Kali I. .	1,355	1,050
„ „ salpetersaurem Bleioxyd	1,355	1,000
„ „ Zinnchlorür . . . ·	1,364	1,348
„ „ kohlensaurem Kali II.	1,371	1,087
„ „ Zinnchlorür II. . . .	1,378	1,525
„ „ salpeters. Ammoniak .	1,448	0,908
Chlorkohlenstoff C_2Cl_4	1,466	1,264

Es befolgen hier die Drehvermögen durchaus nicht dieselbe Reihefolge mit den Brechungsindices, wie man wohl früher vermuthet hatte.

529 Das magnetische Drehvermögen der Salzlösungen ist nach Verdet wesentlich verschieden, jenachdem das in ihnen enthaltene Salz magnetisch oder diamagnetisch ist.

Bei den meisten Lösungen von Salzen mit diamagnetischem Radical ist das Drehvermögen grösser als das des Wassers, so bei den Salzen des Aluminiums, Zirconiums, Berylliums, Lithiums, Wolframs, Magnesiums, Kaliums, Natriums, Calciums u. s. w.; nur bei einigen, z. B. bei der Lösung des salpetersauren Ammoniaks, ist es kleiner, so dass man nach dem §. 528 angeführten Satze annehmen muss, dass das molekulare Drehvermögen des Salzes kleiner ist als das des Wassers (beim salpetersauren Ammoniak nur 0,401).

Bei den Lösungen der Salze mit magnetischem Radical, z. B. von Eisenvitriol, Eisenchlorür und Eisenchlorid, zeigt sich die Drehung oft kleiner als die des Wassers. Betrachtet man dieselbe wiederum als die Summe der in dem Wasser der Lösung und in dem gelösten Salz erzeugten Drehungen, so ergiebt sie sich sogar als kleiner, als die durch das Wasser allein erzeugte Drehung. Für sich würde daher das Salz die Polarisationsebene im entgegengesetzten Sinne drehen müssen, als das Wasser. Das molekulare Drehvermögen des gelösten Salzes ist negativ, wenn das Drehvermögen des Wassers positiv ist.

Bei Eisenvitriol und Eisenchlorür ist die negative Drehung des Salzes selbst bei den concentrirtesten Lösungen nicht so bedeutend, dass sie die positive Drehung des Lösungsmittels völlig überwöge; dagegen zeigen Lösungen von Eisenchlorid bei schwachem Salzgehalt eine geringere positive Drehung als Wasser, bei stärkerem Gehalt selbst eine entgegengesetzte negative Drehung, die bei einem Gehalt von 40 Proc. Eisenchlorid 6- bis 7mal grösser als die des Wassers ist, also der des Faraday'schen Glases fast gleichkommt. — Besitzt das Lösungsmittel eine weniger starke positive Drehkraft als Wasser, so tritt die negative Drehung noch stärker hervor. So besitzt eine Lösung von 55 Theilen Eisenchlorid in

45 Theilen Holzgeist (der für sich kaum eine magnetische Drehung zeigt) etwa 2mal so starke magnetische Drehkraft als das Faraday'sche Glas.

Die Gesetze der negativen magnetischen Drehung sind genau dieselben, welche wir in §§. 521 u. flgde. für die gewöhnliche positive magnetische Drehung aufgestellt haben. 530

Dieselbe ist erstens direct proportional der magnetischen Kraft. Als z. B. Verdet nacheinander bei Anwendung verschieden grosser Polflächen und Abstände derselben, sowie bei verschiedener Anzahl der den Elektromagnet erregenden galvanischen Elemente nacheinander die Drehung der Polarisationsebene d_s im Schwefelkohlenstoff und d_f in der am Ende des vorigen Paragraphen erwähnten Lösung von Eisenchlorid in Holzgeist bestimmte, so erhielt er:

d_s	$+\ 0^{0}44'$	$+\ 0^{0}55'15''$	$+\ 1^{0}43'15''$	$+\ 2^{0}22'45''$
d_f	$-\ 2^{0}4'45''$	$-\ 2^{0}28'30''$	$-\ 4^{0}54'$	$-\ 6^{0}31'30''$
$\frac{d_f}{d_s}$	$-\ 2{,}83$	$-\ 2{,}83$	$-\ 2{,}84$	$-\ 2{,}74.$

Es ist ferner das negative molekulare Drehvermögen der magnetischen Salze in verschieden concentrirten Lösungen das gleiche, wenn man dasselbe in der §. 528 angeführten Art berechnet. Dieses Drehvermögen ist für schwefelsaures Eisenoxydul in wässerigen Lösungen, welche resp. 17,4 und 10,5 Proc. wasserfreies Salz enthalten, — 1,24 bis — 1,35, für Eisenchlorür in Lösungen von 16 bis 28,3 Proc. Salzgehalt — 0,82 bis — 0,94. (Es ist nöthig, bei der Berechnung die Annahme zu machen, in den Lösungen seien die Salze im wasserfreien Zustande enthalten. Würde man sie als Hydrate ansehen, so würde man für verschieden concentrirte Lösungen ungleiche Werthe des molekularen Drehvermögens erhalten.)

Von anderen Eisensalzen als den in den §§. 529. u. 530 erwähnten besitzt 531
salpetersaures Eisenoxyd ein schwächeres negatives magnetisches Drehvermögen als das Chlorid; die concentrirte Lösung dreht fast nicht mehr unter Einfluss des Stromes.

Kaliumeisencyanid, welches magnetisch ist, besitzt ein negatives magnetisches Drehvermögen; dasselbe ist noch bei einer Lösung von 15 Theilen Salz in 85 Theilen Wasser negativ, und etwa doppelt so gross als das des Wassers.

Im Kaliumeisencyanür, welches diamagnetisch ist, treten die Eigenschaften des Eisens so weit zurück, dass das Salz ein positives magnetisches Drehvermögen besitzt.

Die Nickelsalze besitzen alle ein positives magnetisches Drehvermögen, welches grösser ist als das des Wassers; ihre Lösungen drehen daher die Polarisationsebene positiv und stärker als Wasser; indess ge-

nau nach den §. 521 u. flgde. angeführten Gesetzen, so dass mit wachsender magnetischer Kraft die Drehung in genau gleichem Verhältniss zunimmt.

Ebenso, nur weniger stark drehen die Kobaltsalze im positiven Sinne. Noch schwächer, aber auch positiv, ist das magnetische Drehvermögen der Manganoxydulsalze. Dagegen ist die magnetische Drehung der Polarisationsebene in einer wässerigen Lösung von dem diamagnetischen Kaliummangancyanid, $K_3Mn_2Cy_6$, so klein, dass in diesem Salz wahrscheinlich der Magnetismus eine negative Drehung veranlasst.

Das molekulare magnetische Drehvermögen des diamagnetischen neutralen chromsauren Kalis ist negativ, — 0,20, ebenso das des magnetischen doppeltchromsauren Kalis — 0,73 und das der Chromsäure — 1,21.

Das diamagnetische Titanchlorid zeigt ein negatives Drehvermögen, welches etwas grösser ist als das positive Drehvermögen des Wassers.

Das magnetische Salz Cerchlorür besitzt ein negatives magnetisches Drehvermögen; ebenso wahrscheinlich auch das magnetische schwefelsaure Ceroxydul, dessen Lösung bei der Magnetisirung schwächer die Polarisationsebene ablenkt als Wasser; und auch Lanthanchlorür.

Wässerige alkoholische und ätherische Lösungen des diamagnetischen salpetersauren Uranoxyduls drehen unter dem Einfluss des Magnetismus etwas schwächer als das in ihnen enthaltene Wasser.

Wir haben also unter den Salzen mit magnetischem Radical zwei Gruppen zu unterscheiden:

1) die Salze mit negativem magnetischen Drehvermögen, welche entweder a) für sich magnetisch sind, wie die meisten Eisensalze, das doppeltchromsaure Kali, Cerchlorür u. s. w., oder b) diamagnetisch sind, wie z. B. Titanchlorid, neutrales chromsaures Kali, Kaliummangancyanid, salpetersaures Uranoxydul;

2) die Salze mit positivem magnetischen Drehvermögen, z. B. die Nickel- und Kobaltsalze, Molybdänsalze und die meisten Mangansalze, Kaliumeisencyanür.

Nach diesen Angaben ist keine unmittelbare Beziehung zwischen dem magnetischen Verhalten der Salze und der in ihnen durch den Magnetismus erzeugten Drehung der Polarisationsebene aufzufinden.

532 Doppeltbrechende Körper zeigen die Drehung der Polarisationsebene nicht, wenn durch sie ein polarisirter Lichtstrahl in einer Richtung hindurchgeht, die mit der Symmetrieaxe nicht zusammenfällt. Wird daher ein Stück Faraday'sches Glas oder Flintglas seitlich zusammengepresst oder schnell gekühlt, so dass es im polarisirten Licht deutliche Farbenerscheinungen zeigt, und bringt man es zwischen die Magnetpole, so ändern sich die Farbenerscheinungen nicht [1]).

Dasselbe Resultat hat Wertheim [2]) nachgewiesen, indem er durch

[1]) Bertin, Compt. rend. T. XXVIII, p. 500. 1849.* — [2]) Wertheim, Compt. rend. T. XXXII, p. 289. 1851;* Pogg. Ann. Bd. LXXXVI, S. 324.*

verticalen Druck ein Flintglasprisma zusammenpresste, welches unter dem Einfluss eines Elektromagnetes eine Drehung von $+5^0$ zeigte. Selbst wenn der hierbei erzeugte Gangunterschied der in der Horizontal- und Verticalebene schwingenden Strahlen nach ihrem Austritt aus dem Glasprisma noch weit weniger als eine Wellenlänge ausmacht, verschwindet die Drehung schon.

Diesem Resultat scheint ein Versuch von Matteucci[1]) zu widersprechen. Derselbe liess das durch einen Spiegel polarisirte Licht durch eine Doppelplatte gehen, sodann durch eine Platte von Flintglas oder von Faraday'schem Glase und endlich durch das analysirende Prisma. Wurde nun die Platte, welche sich zwischen den Magnetpolen befand, durch eine Schraubenpresse seitlich comprimirt, so wurden die Farben der beiden Hälften der Doppelplatte ungleich; das analysirende Prisma musste um einen Winkel α gedreht werden, um die Gleichheit wieder herzustellen. Wurde endlich der Elektromagnet in Thätigkeit gesetzt, so wurden die Farben wieder ungleich, und das analysirende Prisma musste, je nach der Richtung des magnetisirenden Stromes, um einen Winkel $+\beta$ oder $-\beta_I$ gedreht werden, um dieselben wieder gleich zu machen. Fand die Drehung β durch den Magnet in demselben Sinne statt, wie durch die Zusammenpressung, so zeigte sie sich grösser, oft doppelt so gross als die Drehung $-\beta_I$, welche stattfand, wenn der Magnet die Polarisationsebene entgegengesetzt drehte, wie die Zusammendrückung.

Würfel von Crownglas, Kalkspath, Quarz u. s. w. zeigten unter Einfluss der Compression dieselbe Drehung wie ohne dieselbe.

Der Grund dieser Erscheinung liegt indess nach den Versuchen von Edlund[2]) durchaus nicht in der Einwirkung des Magnetes auf das Glas, sondern einzig und allein in dem Auftreten von Interferenzfarben in dem comprimirten Glase, die sich mit den Farben der beiden Hälften der Doppelplatte combiniren. Selbst wenn daher die Drehung durch den Magnet nach beiden Seiten gleich gross wäre, würde man das analysirende Nicol um ungleich viel Grade nach rechts und links drehen müssen, um die Gleichheit der Farben wieder herzustellen. — Man kann dasselbe Phänomen beobachten, wenn man ohne Anwendung des Magnetes bei den beschriebenen Versuchen zuerst das analysirende Prisma so einstellt, dass die durch die Compression des Glases entstandene Farbenungleichheit der Doppelplatte ausgeglichen ist, und nun das polarisirende Prisma um gleiche Winkel $+\alpha$ und $-\alpha$ nach rechts und nach links dreht. Die Farben der Hälften der Doppelplatte werden wieder ungleich und man muss das analysirende Prisma um einen Winkel $+\beta$ oder $-\beta_I$ drehen, um sie wieder gleich zu machen. Dabei ist diese letztere Drehung, wie bei den Versuchen von Matteucci, immer grösser, wenn die Drehung $+\alpha$ oder $-\alpha$ in demselben Sinne stattfindet, wie die durch die Compression des Glases verursachte Drehung.

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXIV, p. 354. 1848;* T. XXVIII, p. 493. 1850.* — [2]) Edlund, Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. LXXXVII, S. 338. 1852.*

Die von Matteucci beobachteten Drehungen der Polarisationsebene könnten daher wohl in den an den Enden der Glasprismen liegenden Theile hervorgerufen worden sein, welche nicht seitlich comprimirt waren.

533 Geht ein Lichtstrahl durch einen Beryll oder Turmalin in der Richtung der optischen Axe, so beobachtet man nach Becquerel [1]) die Drehung; ebenso am Bergkrystall, an dem sie Faraday nicht wahrgenommen hatte. Es wurden hierzu eine rechts und eine links drehende Bergkrystallplatte von je 5^{mm} Dicke aufeinandergelegt, so dass ihre Drehungen sich vollständig compensirten. Wurden dieselben nun zwischen die Magnetpole gebracht, so bemerkte Becquerel eine sehr schwache Drehung.

Nach Wertheim [2]) ist die Drehung beim Kalkspath Null, beim Quarz schwach, beim Beryll viel bedeutender, wahrscheinlich, weil die Spannungsunterschiede in den Massen dieser Krystalle immer geringer sind.

534 In Gasen ist bisher keine Drehung der Polarisationsebene durch elektromagnetische Einflüsse beobachtet worden.

Mit Erhöhung der Temperatur von Flintglas und schwerem Glase bis zur Hitze des siedenden Oeles wächst nach Matteucci [3]) die Drehung der Polarisationsebene durch den Einfluss des Magnetes, und zwar beim Faraday'schen schweren Glase von 6^0 bis 8^0, beim Flintglase von $2^0 30'$ bis $3^0 30'$.

535 Auch die Polarisationsebene der strahlenden Wärme wird durch den galvanischen Strom gedreht.

Wartmann [4]) leitete einen durch eine Glimmersäule polarisirten Wärmestrahl von einer Locatelli'schen Lampe durch einen Steinsalzcylinder, welcher zwischen den Polen eines Elektromagnetes oder in einer Drathspirale sich befand, und sodann durch eine Glimmersäule, deren Schwingungsebene gegen die der ersten senkrecht war. Fielen nun die Wärmestrahlen auf eine mit einem empfindlichen Galvanometer verbundene Thermosäule, so zeigte dasselbe keine Wärme an, so lange kein Strom die den Steinsalzcylinder umgebende Spirale durchfloss oder der Magnet nicht in Thätigkeit war. Sobald dies letztere indess geschah, zeigte sich ein Ausschlag der Nadel des Galvanometers, so dass also die Polarisationsebene der Wärme im Steinsalz gedreht worden war.

Bei diesen Versuchen ist die allergrösste Vorsicht nöthig, dass nicht etwa die durch den galvanischen Strom in den Leitungsdräthen und dem Magnet erzeugte Wärme das Steinsalz direct erwärmt oder direct auf die Thermosäule strahlt.

Da es sehr schwierig ist, bei Einstellung der beiden Glimmersäulen in gekreuzter Lage die Wärmewirkung nachzuweisen, haben

[1]) Becquerel, l. c. — [2]) Wertheim, l. c. — [3]) Matteucci, l. c. — [4]) Wartmann, Compt. Rend. T. XXII, p. 745. 1846; Pogg. Ann. Bd. LXXI, S. 573. 1847.*

de la Provostaye und Desains [1]) die Methode von Wartmann abgeändert. Sie bedienen sich an Stelle des polarisirenden und analysirenden Apparates zweier um 45° gegeneinander gedrehter Nicol'scher Prismen, legen zwischen dieselben ein Stück Faraday'schen Glases und lassen durch dasselbe directes Sonnenlicht auf eine 4 Meter entfernte Thermosäule fallen. Das Glas befindet sich in axialer Lage zwischen den Polen eines starken Elektromagnetes. Bei Schliessung des magnetisirenden Stromes in der einen oder anderen Richtung vermehrt oder vermindert sich der Ausschlag der Nadel des mit der Thermosäule verbundenen Galvanometers. — Ohne das Prisma von Faraday'schem Glase bewirkt die Umsetzung der Stromesrichtung keine Ablenkung der Galvanometernadel; ein Beweis, dass alle störenden Elemente vermieden sind.

Es erhebt sich die Frage, ob die Drehung der Polarisationsebene 536
durch den galvanischen Strom oder Magnet darin ihren Grund habe, dass der in den Körpern befindliche Aether direct durch die elektromagnetische Einwirkung in Bewegung versetzt werde, oder ob in den Molekülen der Körper eine solche Veränderung vor sich gehe, dass dadurch eine besondere Bewegung des Aethers bedingt werde. Gegen die erste Ansicht spricht die Abwesenheit der Drehung in gasförmigen Substanzen, in denen der Lichtäther ebenfalls verbreitet ist. Jedenfalls kann also die elektromagnetische Kraft der die Körper umgebenden Spirale oder des benachbarten Magnetes die Bewegung des Lichtäthers nicht direct bedingen. Wohl aber ist es möglich, dass diese Kraft zuerst in den einzelnen Molekülen der Körper in sich geschlossene Molekularströme inducirt, welche so lange andauern wie die Kraft, und dass nun zwischen den bewegten Elektricitäten der Molekularströme und den ihnen zunächst liegenden Aethertheilchen Kräfte auftreten, die nur aus unmittelbarer Nähe auf letztere einwirken. — Da die elektromagnetische Einwirkung im dunklen Raume keine Lichtbewegung erzeugt, so können die Kräfte zwischen den Elektricitäten der Molekularströme und den Aethertheilchen nur dann in Thätigkeit kommen, wenn letztere schon bewegt sind, also die Körper vom Licht durchstrahlt werden.

Mit Hülfe dieser Betrachtungen hat C. Neumann [2]) die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene abzuleiten versucht. Er stellt hierbei die, freilich von vornherein nicht zu beweisende Hypothese auf, dass ein bewegtes Elektricitätstheilchen $\pm e$ auf ein bewegtes Aethertheilchen m auf ganz ähnliche Weise wirke, wie auf ein zweites bewegtes Elektricitätstheilchen $\pm e_1$. Nach W. Weber (§. 44) lässt sich letztere Einwirkung durch die Formel:

[1]) de la Provostaye und Desains, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXVII, p. 232. 1849;* Pogg. Ann. Bd. LXXVIII, S. 571.* — [2]) C. Neumann, Explicare tentatur quomodo fiat ut lucis planum polarisationis per vires electricas seu magneticas declinatur. Dissertatio. Halis 1858.*

$$W = \frac{ee_1}{r^2}\left(1 - \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{a^2}{8} r \frac{d^2 r}{dt^2}\right)$$

darstellen, wo r die Entfernung der elektrischen Massen e und e_1 bezeichnet. C. Neumann stellt nun ganz analog die Wechselwirkung zwischen der elektrischen Masse e und dem Aethertheilchen m durch die Formel:

$$w = me\left(f + \frac{1}{2}\frac{d\varphi}{dr}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \varphi\left(\frac{d^2 r}{dt^2}\right)\right)$$

dar, wo f und φ Functionen von r sind, die mit wachsenden Werthen von r verschwinden.

Das dem elektromagnetischen Einfluss ausgesetzte Medium sei homogen und werde in einer Richtung von der elektromagnetischen Kraft J getroffen, die mit drei auf einander rechtwinkligen, durch ein Aethertheilchen m als Anfangspunkt gelegten Coordinatenaxen die Winkel ξ, η, ζ bildet. Die in den Molekülen des Mediums inducirten Molekularströme sind dann alle gleich intensiv, haben alle gleichen Flächenraum, und ihre Ebenen bilden alle mit den drei Coordinatenebenen die Winkel ξ, η, ζ. Bezeichnen wir die Geschwindigkeiten des Aethermoleküles nach den drei Axen mit v_1, v_2, v_3, so können wir die Wirkung eines Molekularstromes auf dasselbe nach der oben aufgestellten Formel berechnen und sodann die Wirkung sämmtlicher Molekularströme auf dasselbe addiren. Wir erhalten die Componenten derselben nach den drei Axen:

$$X = kJ(v_2 \cos\zeta - v_3 \cos\eta); \quad Y = kJ(v_3 \cos\xi - v_1 \cos\zeta);$$
$$Z = kJ(v_1 \cos\eta - v_2 \cos\xi); \quad \ldots \ldots \quad 1)$$

wo k eine von der Natur des Mediums abhängige Constante ist. Aus diesen Gleichungen folgt unmittelbar:

$$X \cos\xi + Y \cos\eta + Z \cos\zeta = 0, \quad \ldots \ldots \quad 2)$$
$$Xv_1 + Yv_2 + Zv_3 = 0. \quad \ldots \ldots \quad 3)$$

Nach diesen Gleichungen wird also nur ein bewegtes Aethertheilchen von den Molekularströmen eine Einwirkung erleiden, da für $v_1 = v_2 = v_3 = 0$ auch $X, Y, Z = 0$ sind. Es steht ferner die, auf die bewegten Aethertheilchen wirkende Kraft auf der Richtung der magnetischen Kraft oder der Normale der Molekularströme und auf der Bewegungsrichtung des Aethertheilchens senkrecht. — Dächten wir uns das Aethertheilchen durch ein Stromelement ersetzt, so würden sich aus den Formeln des §. 30 ganz ähnliche Resultate für die Einwirkung der Molekularströme auf dasselbe ergeben, wenn wir berücksichtigen, dass die, die ungeraden Potenzen der Coordinaten x_o, y_o, z_o des Schwerpunktes des Molekularstromes enthaltenden Glieder in den Determinanten für je zwei Molekularströme, welche sich nur durch das Vorzeichen einer der Coordinaten ihrer Schwerpunkte unterscheiden, bei der Summation ihrer Wirkungen sich gerade aufheben.

Ist nun ein im Punkt x, y, z gelegenes Aethermolekül in der Richtung der drei Axen um u, v, w verschoben, so sind seine Geschwindigkeiten $v_1 = \frac{du}{dt}$, $v_2 = \frac{dv}{dt}$, $v_3 = \frac{dw}{dt}$; sind ferner L, M, N die in denselben Rich-

tungen auf das Aethermolekül durch die Elasticität des Aethers ausgeübten Kräfte, λ der Druck des Aethers in x, y, z, so ist die Bewegung des Moleküls unter Einfluss der elektromagnetischen Kräfte X, Y, Z gegeben durch die in der Hydrodynamik abgeleiteten Gleichungen:

$$\frac{d^2u}{dt^2} = L + X + \frac{d\lambda}{dx}; \quad \frac{d^2v}{dt^2} = M + Y + \frac{d\lambda}{dy}; \quad \frac{d^2w}{dt^2} = N + Z + \frac{d\lambda}{dz} \quad . \ 4)$$

$$\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = 0. \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad 5)$$

Fällt nun Licht durch einen Körper in der Richtung der Z-Axe ein, und sind die Endflächen des Körpers der XY-Ebene parallel und entsprechen den Coordinaten $Z = 0$ und $Z = l$, so sind die Verschiebungen u, v, w, sowie λ auf jedem Querschnitt des Leiters constant, also von x und y unabhängig. Daher ist $\frac{du}{dx} = \frac{dv}{dy} = 0$, also nach Gl. 5. $\frac{dw}{dz} = 0$, woraus sich $w = 0$ und ebenso $\frac{dw}{dt} = v_3 = 0$ ergiebt, welcher Werth in den Ausdrücken X und Y fortfällt. Ebenso folgt $\frac{d\lambda}{dx} = \frac{d\lambda}{dy} = 0$ und $\frac{d^2w}{dt^2} = 0$. — Die Werthe L und M sind dann dargestellt durch

$$L = A\frac{d^2u}{dz^2} + B\frac{d^4u}{dz^4} + \cdots; \quad M = A\frac{d^2v}{dz^2} + B\frac{d^4v}{dz^4} + \cdots,$$

und wir erhalten zur Bestimmung der Aetherbewegung in dem Körper endlich die Differentialgleichungen:

$$\frac{d^2u}{dt^2} = \left(A\frac{d^2u}{dz^2} + B\frac{d^4u}{dz^4} + \ldots\right) + kJ\cos\zeta\frac{dv}{dt};$$

$$\frac{d^2v}{dt^2} = \left(A\frac{d^2v}{dz^2} + B\frac{d^4v}{dz^4} + \ldots\right) - kJ\cos\zeta\frac{du}{dt}. \quad . \ . \ . \quad 6)$$

Ist der auf die Vorderfläche des Körpers ($z = 0$) einfallende Strahl so polarisirt, dass seine Aethermoleküle parallel der X-Axe schwingen, so sind die Aetherbewegungen in demselben für $z = 0$ zur Zeit t gegeben durch die Gleichungen:

$$U = a\cos\left(t - \frac{z}{c}\right)\frac{2\pi}{\tau}; \quad V = 0; \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad 7)$$

wo a die Schwingungsweite, τ die Schwingungsdauer, c die Lichtgeschwindigkeit in dem den Körper umgebenden Medium darstellt. Für $z = 0$ müssen nun die Gleichungen, welche aus der Integration der Gl. 6. hervorgehen, mit den Gl. 7. identisch sein. Daraus folgt:

$$u = \frac{a}{2}\left[\cos\left(t - \frac{z}{m_I}\right)\frac{2\pi}{\tau} + \cos\left(t - \frac{z}{m_{II}}\right)\frac{2\pi}{\tau}\right]$$

$$v = \frac{a}{2}\left[\sin\left(t - \frac{z}{m_I}\right)\frac{2\pi}{\tau} - \sin\left(t - \frac{z}{m_{II}}\right)\frac{2\pi}{\tau}\right]. \quad . \ . \quad 8)$$

Diese Gleichungen zeigen, dass sich in dem Körper zwei in entgegengesetzter Richtung schwingende circularpolarisirte Strahlen fortpflanzen, und zwar mit den Geschwindigkeiten m_I und m_{II}, welche sich aus der Gleichung:

$$0 = \left(\frac{2\pi}{\tau}\right)^2 - A\left(\frac{2\pi}{\tau m}\right)^2 + B\left(\frac{2\pi}{\tau m}\right)^4 \ldots \pm \frac{2\pi}{\tau} k J \cos\zeta \quad . \quad 9)$$

ergeben. Beide Strahlen setzen sich beim Austritt aus dem Körper (für $z = l$) zu einem linear polarisirten Strahl zusammen, dessen Polarisationsebene gegen die des einfallenden Strahles gedreht ist um den Winkel:

$$\varrho = \left(\frac{l}{m_I} - \frac{l}{m_{II}}\right)\frac{\pi}{\tau} = \frac{k\pi}{2} \frac{l \,.\, J \cos\gamma}{\frac{1}{m_0}\left(A - 2B\left(\frac{2\pi}{\tau m_0}\right)^2 + 3C\left(\frac{2\pi}{\tau m_0}\right)^4 - \ldots\right)} \quad 10)$$

worin m_0 die Geschwindigkeit des Lichtes im Körper ohne Einfluss der elektromagnetischen Kraft (für $J = o$) ist. — Es ist also auch nach dieser Formel die Drehung ϱ der Länge l des Körpers, der Intensität J der elektromagnetischen Kraft und dem Cosinus ihrer Neigung gegen die (Z)Richtung des Lichtstrahles proportional. Die Drehung für die verschiedenen Farben würde sich erst nach genauerer Kenntniss der Gesetze der Dispersion in verschiedenen Körpern, d. h. der Constanten A, B, C, ableiten lassen. — Die negative Drehung in Lösungen von magnetischen Salzen würde sich vielleicht aus der überwiegenden Wirkung der Molekularströme der magnetisch gerichteten Salztheilchen über die Wirkung der entgegengesetzt fliessenden Molekularströme der übrigen diamagnetischen Bestandtheile der Lösung erklären. Doch wären hierzu noch weitere Untersuchungen erforderlich.

II. Vermeintliche Erregung des Magnetismus durch Licht.

537 Man hat in früherer Zeit vielfach angenommen, dass eine nahe directe Beziehung zwischen dem Magnetismus des Stahles und dem Lichte existire. Namentlich Morichini[1]) glaubte zeigen zu können, dass das violette und ultraviolette Licht in einer unmagnetischen Stahlnadel einen Nordpol hervorbringe, wenn es sie nur an der einen Hälfte beleuchte, dass auch wohl das rothe Licht sie demagnetisire, und Mrs. Sommerville[2]) wies in gleicher Art nach, dass eine am einen Ende mit blauer Seide umwickelte Nähnadel bei Bestrahlung durch das Sonnenlicht daselbst einen Nordpol erhalte. Auch Christie[3]) hat beobachtet, dass die Schwingungsweite einer Magnetnadel unter dem Einfluss des Sonnenlichtes schneller abnehme als im Dunkeln. Endlich hat auch Baumgärtner[4]) zu zeigen versucht, dass eine an verschiedenen Stellen

[1]) Morichini, Gilb. Ann. Bd. XLIII, S. 212. 1813;* Kastner's Archiv Bd. VIII, S. 105. 1826.* — [2]) Sommerville, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXI, p. 393. 1826.* — [3]) Christie, Phil. Trans. 1826. Pt. II, p. 219.* — [4]) Baumgärtner, Zeitschr. f. Phys. u. Math. Bd. I, S. 263. 1826;* auch Zantedeschi, Bibl. univ. Vol. XLI, p. 64; Pogg. Ann. Bd. XVI, S. 187. 1829.* u. Andere. Wir begnügen uns, nur einige dieser Versuche anzuführen, da dieselben doch alle keine bestimmten Resultate ergeben haben. Vgl. die übrige Literatur in Gehler's Wörterbuch Bd. VI. 2, S. 873. 1836.*

ungleich stark erleuchtete Nadel an den helleren Stellen, so wie eine ungleich polirte Nadel bei der Bestrahlung durch weisses Licht an den polirten Stellen Nordpole erhalte.

Nach manchen entgegengesetzten Erfahrungen ist endlich durch sehr ausgedehnte und sorgfältige Versuche von Riess und Moser[1]) nachgewiesen worden, dass alle diese Resultate nur zufälligen Umständen ihren Ursprung verdanken. Entweder hatten die Nadeln schon vor der Bestrahlung einen gewissen Magnetismus, den die früheren Beobachter nicht bemerkten, weil sie, statt wie Riess und Moser die Nadeln an einem Coconfaden aufzuhängen, dieselben auf ein auf einer Spitze schwebendes Achathütchen brachten, dessen Reibung den schwachen Magnetismus der Nadeln überwand; oder die Nadeln waren, als man, um ihren Magnetismus zu bestimmen, ihre Schwingungszahl in einer bestimmten Zeit mass, durch Annähern eines Magnetstabes in Bewegung gesetzt worden, wodurch sie schon magnetisirt werden konnten. Riess und Moser brachten sie stets durch einen kupfernen Haken in Schwingungen. Auch waren die Nadeln beim Poliren wohl öfter in der Nordsüdrichtung gehalten worden, so dass sie in Folge der dabei stattfindenden Erschütterungen durch den Erdmagnetismus magnetisirt wurden.

Riess und Moser erhielten, bei Vermeidung aller Fehlerquellen, selbst unter den günstigsten Umständen nie eine Aenderung des permanenten Magnetismus oder auch nur eine temporäre Magnetisirung durch das Licht. Da Mrs. Sommerville angegeben, dass, besonders wenn die Masse der bestrahlten Nadeln klein wäre, ihre Magnetisirung stark würde, wandten sie häufig zugespitzte cylindrische Nadeln von höchstens $2^1/_2''$ Länge und auch Uhrfedern an. Die Oscillationsdauer der Nadeln änderte sich durchaus nicht, als ihre eine Hälfte eine Zeitlang den Strahlen des violetten Theiles des Spectrums ausgesetzt worden war. Auch ergab sich eine solche nicht, als durch eine Linse das violette Licht des Spectrums zu einem kleinen Kreise concentrirt, und derselbe von dem Nordende der Nadeln gegen ihre Mitte langsam hingeführt wurde. [2]) — Auch änderte sich die Schwingungsdauer einer kleinen Magnetnadel, welche vor einer 2 Zoll langen verticalen Stahlnadel so aufgehängt war, dass ihr Südpol mit dem unteren Ende der letzteren in einer Ebene lag, durchaus nicht, als auf das untere Ende der Stahlnadel vermittelst eines Heliostates der violette Theil des Spectrums geleitet worden war. Also auch während der Bestrahlung wurde die Nadel nicht temporär magnetisirt. Ebensowenig erhielten Riess und Moser bei Vermeidung aller übrigen magnetisirenden Einflüsse positive Resultate mit Nadeln, die nur am einen Ende polirt waren, mochten sie das violette oder weisse Licht direct oder durch eine Linse concentrirt auf das polirte Ende der Nadel geleitet haben. Es ergab sich nur zuweilen bei magnetisirten Nadeln in Folge der starken Erwärmung eine Schwächung ihres Magnetismus.

[1]) Riess und Moser, Pogg. Ann. Bd. XVI, S. 563. 1829.* — [2]) Aehnlich wie Barlocchi, Gehler's Wörterb. l. c.

Drittes Capitel.

Beziehungen des Magnetismus zur chemischen Verwandtschaftskraft, zur Krystallisation und Gravitation.

538 Man hat früher viele Versuche angestellt, um eine directe Beziehung des Magnetismus zur Krystallisationskraft sowie zur chemischen Verwandtschaftskraft zu finden.

So sollte nach Arnim[1]) der Anker eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes beim Befeuchten mit Wasser leichter am Nordpol des Magnetes rosten; Ritter[2]) wollte beobachtet haben, dass Eisenmagnete am Südpol oxydirbarer sind; Cavallo[3]) meinte, eine Magnetnadel würde von Eisenfeilen stärker angezogen, wenn sie in verdünnter Schwefelsäure oder Salzsäure chemisch angegriffen würden; Maschmann, Hansteen[4]) und Andere wollten beobachtet haben, dass der aus einer Lösung von salpetersaurem Silberoxyd durch Quecksilber in einem U-förmigen Rohr reducirte Silberbaum in dem nach Norden gekehrten Schenkel desselben höher wüchse als in dem anderen; ebenso Lüdicke[5]), dass die Krystalle aus einer Lösung von essigsaurem Bleioxyd u. s. w. in einem über den Magnetpolen aufgestellten Gefäss hauptsächlich an den nicht zwischen den Polen befindlichen Stellen anschiessen; Kastner[6]), dass in einem in Bleizuckerlösung liegenden Glasrohr, in welchem eine Magnetnadel in der Richtung des magnetischen Meridians befestigt ist, die Krystallisation hauptsächlich an den Polen der Nadel stattfinde. Endlich beobachtete auch Rendu[7]), dass in einem U-förmigen Rohr, in dessen Schenkel zwei

[1]) Arnim, Gilb. Ann. Bd. III, S. 59; Bd. V, S. 394. 1800;* Bd. VIII, S. 279. 1801.* — [2]) Ritter, Beiträge Bd. II, S. 328. 1805.* — [3]) Cavallo, Phil. Trans. 1787, p. 16.* — [4]) Maschmann und Hansteen, Gilb. Ann. Bd. LXX, S. 234. 1822;* auch Schweigger und Döbereiner, Schweigg. Journ. Bd. XLIV, S. 85. 1825.* — [5]) Lüdicke, Gilb. Ann. Bd. LXVIII, S. 76. 1821.* — [6]) Kastner, Kastner's Archiv Bd. VI, S. 448. 1825;* vgl. auch Hunt, Phil. Mag. Vol. XXVIII, p. 1. 1846;* Vol. XXXII, p. 252. 1848.* — [7]) Rendu, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXVIII, p. 196. 1828;* Kastner's Archiv Bd. XV, S. 335* und Andere.

an die Pole eines hufeisenförmigen Magnetes gehängte Eisendräthe hineinragten, ein Aufguss von Rothkohl sich beiderseits grün färbte, dass dieses einträte, selbst wenn die Dräthe mit Glasröhren bedeckt waren; u. s. w.

Schon Erman [1]) hatte indess bewiesen, dass die Versuche von Ritter und Arnim durchaus unrichtig sind, indem beide Pole eines Magnetes in feuchter Luft ganz gleichmässig rosten, wenn sie sonst nicht ungleich sind; auch Dulk [2]) hat gezeigt, dass die Bildung der Silbervegetation durchaus nicht von dem Magnetismus beeinflusst wird. Endlich hat Erdmann [3]) durch eine Reihe sorgfältiger Versuche bewiesen, dass alle positiven Resultate, welche scheinbar in diesem Felde erhalten worden sind, nur zufälligen Umständen zuzuschreiben sind, dass sich bei öfterer Wiederholung derselben unter verschiedenen Verhältnissen ebenso oft die entgegengesetzten Resultate ergeben und in vielen Fällen, z. B. in dem Versuch von Rendu, schon das Eisen als solches, ohne magnetisirt zu sein, dieselben Wirkungen hervorbringt. — Es ist damit die Beziehung des Magnetismus zur chemischen Verwandtschaft und Krystallisationskraft als völlig unerwiesen zu betrachten, wenigstens so weit diese Versuche gehen (vgl. §. 507).

Auf die Cohäsion der Flüssigkeiten scheint der Magnetismus keinen 539
Einfluss zu haben. Als Mousson [4]) zwischen die Pole eines starken Elektromagnetes eine Schale voll Wasser oder Eisenvitriollösung stellte, und in diese Capillarröhren einsenkte, änderte sich beim Schliessen des magnetisirenden Stromes der Stand der Flüssigkeiten im Capillarrohr nicht. Ebensowenig zeigte sich eine solche Aenderung, als ein enges, U-förmig gebogenes Capillarrohr mit den betreffenden Flüssigkeiten gefüllt und mit dem einen Schenkel dem Magnetpol genähert wurde, während der andere möglichst weit von demselben entfernt war.

Eine Beziehung der magnetischen Kräfte zur Gravitation hat Fara- 540
day [5]) vergebens aufgesucht. Weder als er eine Drathspirale, deren Drathenden mit einem Galvanometer verbunden waren, für sich fallen liess, oder dabei in sie einen Kupferkern oder auch einen Eisenkern einlegte, noch als er in einer feststehenden Spirale Stücke von Kupfer, Glas, Schellack, Schwefel auf- und niederbewegte oder dieselben auch dabei in Rotation versetzte, konnte er eine Ablenkung der Galvanometernadel beobachten. Eine solche zeigte sich auch bei den letzterwähnten Versuchen nicht, als bei jedem Auf- oder Niedergang der Stäbe die Verbindungen der Spirale mit dem Galvanometer umgekehrt wurden.

[1]) Erman, Gilb. Ann. Bd. XXVI, S. 139. 1807.* — [2]) Dulk, Kastner's Archiv Bd. VI, S. 457. 1825.* — [3]) Erdmann, Schweigg. Journ. Bd. LVI, S. 24. 1829.* [4]) Brunner und Mousson, Pogg. Ann. Bd. LXXIX, S. 141. 1850.* — [5]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXIV. 1850.*

an die Pole eines hufeisenförmigen Magnetes gehängte Eisendrähte hineinragten, ein Aufguss von Rothkohl sich beiderseits grün färbte, dass diesen eintrate, selbst wenn die Drähte mit Glasröhren bedeckt waren; u. s. w.

Schon Erman[1]) hatte indess bewiesen, dass die Versuche von Ritter und Arajo durchaus unrichtig sind, indem beide Pole eines Magnetes in feuchter Luft ganz gleichmässig rosten, wenn sie sonst nicht ungleich sind; auch Dulk[2]) hat gezeigt, dass die Bildung der Silbervegetation durchaus nicht von dem Magnetismus beeinflusst wird. Endlich hat Erdmann[3]) durch eine Reihe sorgfältiger Versuche bewiesen, dass alle positiven Resultate, welche scheinbar in diesem Felde erhalten worden sind, nur zufälligen Umständen zuzuschreiben sind, dass sich bei öfterer Wiederholung derselben unter verschiedenen Verhältnissen ebenso oft die entgegengesetzten Resultate ergeben und in vielen Fällen, z. B. in dem Versuch von Rendu, schon das Eisen als solches, ohne magnetisirt zu sein, dieselben Wirkungen hervorbringt. — Es ist damit die Beziehung des Magnetismus zur chemischen Verwandtschaft und Krystallisationskraft als völlig unerwiesen zu betrachten, wenigstens so weit diese Versuche gehen (vgl. §. 507).

539 Auf die Cohäsion der Flüssigkeiten scheint der Magnetismus keinen Einfluss zu haben. Als Mousson[4]) zwischen die Pole eines starken Elektromagnetes eine Schale voll Wasser oder Eisenvitriollösung stellte, und in diese Capillarröhren eintauchte, änderte sich beim Schliessen des magnetisirenden Stromes der Stand der Flüssigkeiten im Capillarrohr nicht. Ebensowenig zeigte sich eine solche Aenderung, als ein engeres, U-förmig gebogenes Capillarrohr mit den betreffenden Flüssigkeiten gefüllt und mit dem einen Schenkel dem Magnetpol genähert wurde, während der andere möglichst weit von demselben entfernt war.

540 Eine Beziehung der magnetischen Kräfte zur Gravitation hat Faraday[5]) vergebens aufgesucht. Weder als er eine Drahtspirale, deren Drahtenden mit einem Galvanometer verbunden waren, für sich fallen liess, oder dabei in sie einen Kupferkern oder auch einen Eisenkern einlegte, noch als er in einer feststehenden Spirale Stücke von Kupfer, Glas, Schellack, Schwefel auf- und niederbewegte oder dieselben auch dabei in Rotation versetzte, konnte er eine Ablenkung der Galvanometernadel beobachten. Eine solche zeigte sich auch bei den letzterwähnten Versuchen nicht, als bei jedem Auf- oder Niedergang der Stäbe die Verbindungen der Spirale mit dem Galvanometer umgekehrt wurden.

[1]) Erman, Gilb. Ann. Bd. XXXII. [illegible] 1809. [illegible] Kastner's Archiv Bd. VI. S. 442. 1825. — [3]) Erdmann, Schweigg. Journ. [illegible] — [4]) Bancalari und Mousson, Pogg. Ann. Bd. LXXIX. S. [illegible] 1850. [illegible] — [5]) Faraday, Exp. Research. XXIV. [illegible]

BSB Bayerische StaatsBibliothek
MDZ Münchener DigitalisierungsZentrum Digitale Bibliothek

Wiedemann, Gustav Heinrich,

Die Lehre vom Galvanismus und Elektromagnetismus

Bd.: 2,1

Braunschweig 1863

Phys.sp. 740 i-2,1/2
urn:nbn:de:bvb:12-bsb10135073-6